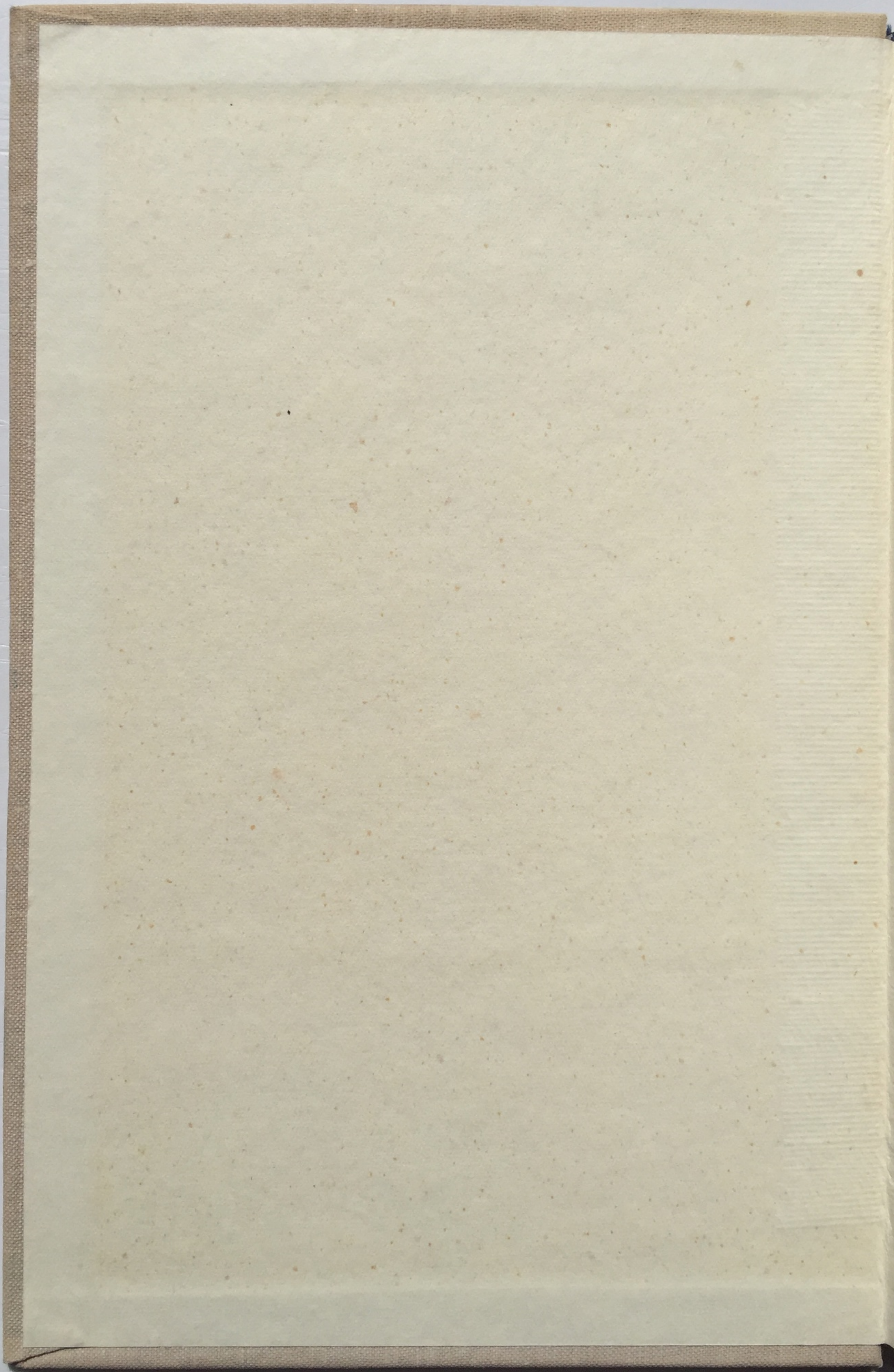




А.С.МОНИН, В.М.КАМЕНКОВИЧ, В.Г.КОРТ

# ИЗМЕНЧИВОСТЬ МИРОВОГО ОКЕАНА



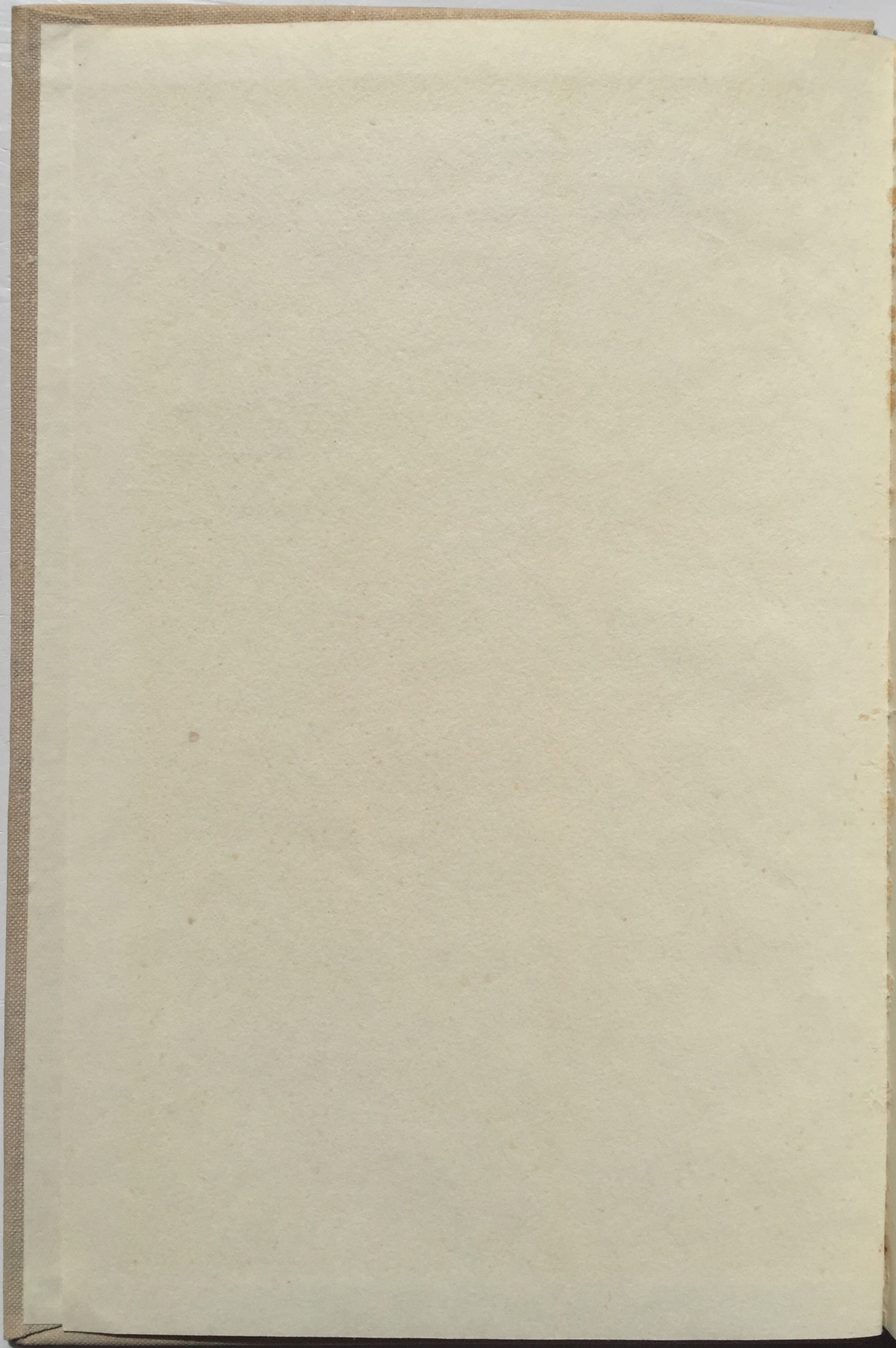




Глубокоуважаемому  
Отецу Михайлову Белоцерковскому

А. Момм  
Вашею  
В. Крафт





A. C.

L



А. С. МОНИН, В. М. КАМЕНКОВИЧ, В. Г. КОРТ

# ИЗМЕНЧИВОСТЬ МИРОВОГО ОКЕАНА



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ  
ЛЕНИНГРАД • 1974



В книге освещается круг актуальных вопросов океанологии, объединенных общей идеей и единым названием «изменчивость океана». Дается систематический обзор фактических данных и современных теорий в этой области. Рассматривается изменчивость океана в связи с интересами ряда отраслей народного хозяйства и развитием долгосрочных прогнозов погоды, излагается механизм взаимодействия атмосферы и океана, дается классификация неустановившихся процессов и обсуждаются методы их наблюдений. Излагаются перспективы исследования океанской изменчивости с помощью глобальных наблюдений и численного моделирования.

Рассчитана на широкий круг читателей (океанологов, метеорологов, климатологов, специалистов рыбного промысла и др.).

A variety of modern problems in oceanology united by a general idea and under a single title "The variability of the ocean" is elucidated. A systematic review is given of the observational data and modern theories in this field. The variability of the ocean is considered in connection with economic problems and developments of long-term weather forecasts; the mechanism of the air-sea interaction is described; the classification of the non-stationary processes in the ocean is given and methods of their observation are discussed. Possibilities are described of the investigation of the ocean variability with an aid of global observations and numerical modelling.

The book is intended for various specialists in oceanology, meteorology, climatology, fishery etc.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Предисловие . . . . .	3
	Список обозначений . . . . .	5
<b>1</b> ГЛАВА	<b>Введение . . . . .</b>	<b>6</b>
	1.1. Практическое значение изменчивости океана (А. С. Монин)	—
	1.2. Взаимодействие атмосферы и океана (А. С. Монин) . . .	12
	1.3. Классификация нестационарных процессов в океане (А. С. Монин) . . . . .	16
	1.4. Методы наблюдения изменчивости океана (В. Г. Корт, А. С. Монин) . . . . .	20
<b>2</b> ГЛАВА	<b>Циркуляция Мирового океана (В. А. Бурков, А. С. Монин)</b>	<b>34</b>
<b>3</b> ГЛАВА	<b>Мелкомасштабные явления (А. С. Монин) . . . . .</b>	<b>55</b>
	3.1. Ветровые волны . . . . .	—
	3.2. Внутренние волны . . . . .	73
	3.3. Океанская турбулентность . . . . .	91
	3.4. Вертикальная микроструктура океана . . . . .	105
<b>4</b> ГЛАВА	<b>Мезомасштабные явления . . . . .</b>	<b>116</b>
	4.1. Классификация свободных малых колебаний в океане (В. М. Каменкович) . . . . .	—
	4.2. Инерционные колебания (А. С. Монин) . . . . .	126
	4.3. Приливные колебания (С. С. Войт, А. С. Монин) . . . . .	134
	4.4. Суточные колебания радиационного происхождения (Б. Н. Филюшкин) . . . . .	146
<b>5</b> ГЛАВА	<b>Синоптическая изменчивость . . . . .</b>	<b>150</b>
	5.1. Наблюдения (В. М. Каменкович, В. Г. Корт) . . . . .	—
	5.2. Теоретические представления (В. М. Каменкович) . . . . .	170
<b>6</b> ГЛАВА	<b>Сезонные колебания (В. Г. Корт, А. С. Монин) . . . . .</b>	<b>182</b>
<b>7</b> ГЛАВА	<b>Междугодовая изменчивость (В. Г. Корт) . . . . .</b>	<b>197</b>
<b>8</b> ГЛАВА	<b>Климатические колебания (А. С. Монин) . . . . .</b>	<b>218</b>
<b>9</b> ГЛАВА	<b>Численное моделирование циркуляции океана (В. М. Камен- кович) . . . . .</b>	<b>225</b>



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Океанологическими наблюдениями последних лет обнаружена столь значительная синоптическая и междугодичная изменчивость динамического и термодинамического состояния океана (течений и полей температуры и солености), что стала ясной необходимость в синоптической службе наблюдения и прогнозирования этой изменчивости для обслуживания ряда видов деятельности человека на океане. Создание такой службы потребует проведения широких океанологических исследований, технических разработок и организационных мероприятий. При планировании этой работы желательно исходить из сводки имеющихся фактических данных и теоретических представлений о важнейших нестационарных процессах в океане. Составление такой сводки и является целью настоящей книги.

Направленность к крупным, хотя бы и кажущимся далекими, практическим целям научно-технического прогресса человечества, достижение которых требует глубокого проникновения в законы природы, — это и есть, по нашему мнению, *определение* фундаментальных научных исследований. Представляется, что такая целеустремленность должна быть основным принципом планирования в науке, позволяющим обеспечить условия для научных открытий (тогда как запланировать заранее их содержание невозможно). Знания и средства, необходимые для достижения крупной цели, образуют промежуточные цели, им в свою очередь предшествуют цели третьего порядка и т. д., и план решения фундаментальной научной проблемы приобретает характер сетевого графика, который, может быть, и изменится в результате новых открытий, но составлять его необходимо. Этой методологии мы и пытались придерживаться в настоящей книге.

Рассматривая как основной объект Мировой океан в целом, мы во всех главах анализируем условия в открытом (глубоком)



океане, оставляя в стороне специфические условия прибрежных мелководий, требующие отдельного рассмотрения.

Общий план книги, а также инициатива в ее написании принадлежат А. С. Монину. Отдельные разделы книги первоначально писались различными авторами (это авторство отражено в оглавлении), но все они затем подвергались совместному обсуждению и доработке. В целом книга представляет собой коллективную монографию, что, по нашему мнению, гораздо выгоднее для читателей, чем даже тематические сборники статей, написанных независимо друг от друга.

По каждому разделу книги имеется обширная советская и зарубежная литература, разбросанная по многочисленным журналам. Однако цитируемая нами литература не претендует на историзм и полноту. Она содержит как работы, представляющиеся нам наиболее важными и интересными, так и источники, имеющие лишь иллюстративное значение. Из зарубежных работ наиболее широко мы использовали отличную книгу О. Филлипса «Динамика верхнего слоя океана» и серию оригинальных работ У. Манка, внесших крупный вклад в наши знания по многим разделам этой книги.

Авторы благодарны В. А. Буркову за участие в написании гл. 2, С. С. Войту за участие в написании § 4.3, Б. Н. Филюшкину за написание § 4.4, К. Н. Федорову за полезное обсуждение § 3.4, а также Е. Г. Агафоновой, Е. П. Беловой, Л. М. Беловой, Н. С. Богдановой, А. Н. Дьяконовой, Л. И. Лаврищевой, В. А. Самсоновой и Т. А. Якушевой за помощь в оформлении рукописи.

Особую признательность мы выражаем нашему рецензенту А. М. Яглому за многочисленные полезные советы и предложения.

Смысл нижеследующих

$x, y, z$  — декартовы координаты

$x, y$  — горизонтальные координаты

$x(x, y, 0)$  — радиус-вектор

$z$  — вертикальная координата

повторяющиеся

$t$  — время

$\Delta$  — оператор Лапласа

$\Delta_h$  — горизонтальный оператор Лапласа

$\Delta_s$  — вертикальный оператор Лапласа

диаметр

$\nabla$  — оператор Градиента

$\nabla_h$  — горизонтальный оператор Градиента

div — оператор Дивергенции

rot — оператор Ротора

скаляр

rot<sub>z</sub> — вертикальный оператор Ротора

$g$  — ускорение свободного падения

$\Omega$  — угловая скорость вращения

$Q = |\Omega|$  — величина угловой скорости

$f$  — параметр Кориолиса

$\beta$  — коэффициент теплового расширения

$N$  — частота Нерста

$u$  — горизонтальная скорость

$u, v, w$  — компоненты скорости

коэффициент

$p$  — давление

$\rho$  — плотность

$T$  — температура

$k(k_x, k_y, 0)$  — горизонтальный волновой вектор

$k_x, k_y$  — компоненты волнового вектора

$k = |k|$  — величина волнового вектора

$x(k_x, k_y, l)$  — вертикальный волновой вектор

$l$  — вертикальная компонента волнового вектора

$x = |x|$  — величина волнового вектора

$\omega$  — частота



## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

Смысл нижеследующих обозначений не меняется на протяжении всей книги.

- $x, y, z$  — декартовы координаты в пространстве
- $x, y$  — горизонтальные координаты
- $\mathbf{x}(x, y, 0)$  — радиус-вектор в горизонтальной плоскости
- $z$  — вертикальная координата; отсчитывается от невозмущенной поверхности океана вниз (если не оговорено противное)
- $t$  — время
- $\Delta$  — оператор Лапласа в пространстве
- $\Delta_h$  — оператор Лапласа на плоскости  $x, y$
- $\Delta_s$  — оператор Лапласа на поверхности сферы единичного радиуса
- $\nabla$  — оператор градиента в пространстве
- $\nabla_h$  — оператор градиента на плоскости  $x, y$
- $\text{div}$  — оператор дивергенции в пространстве
- $\text{rot}$  — оператор ротора, или вихря, в пространстве (правое вращение)
- $\text{rot}_z$  — вертикальная компонента вектора вихря
- $g$  — ускорение силы тяжести
- $\Omega$  — вектор угловой скорости вращения Земли
- $\Omega = |\Omega|$  — величина угловой скорости вращения Земли
- $f$  — параметр Кориолиса
- $\beta$  — широтное изменение параметра Кориолиса
- $N$  — частота Вайсала—Брента
- $\mathbf{u}$  — вектор скорости
- $u, v, w$  — соответственно зональная, меридиональная и вертикальная компоненты скорости
- $p$  — давление
- $\rho$  — плотность
- $T$  — температура в  $^{\circ}\text{C}$  (если не оговорено противное)
- $\mathbf{k}(k_x, k_y, 0)$  — горизонтальный волновой вектор
- $k_x, k_y$  — соответственно волновые числа по осям  $x$  и  $y$
- $k = |\mathbf{k}|$  — величина горизонтального волнового вектора (горизонтальное волновое число)
- $\mathbf{x}(k_x, k_y, l)$  — волновой вектор
- $l$  — вертикальное волновое число
- $x = |\mathbf{x}|$  — величина волнового вектора (волновое число)
- $\omega$  — частота



# 1

## ГЛАВА

### ВВЕДЕНИЕ

#### 1.1. Практическое значение изменчивости океана

Все виды нестационарных процессов в океане тем или иным образом отражаются на деятельности человека. Это относится даже к процессам самых малых масштабов. Так, для формирования естественной биологической продуктивности океана, доходы с которой человек снимает главным образом в виде уловов морской рыбы (причем они составляют в настоящее время около трех четвертей хозяйственных доходов от океана [1]), по-видимому, существенны процессы образования и эволюции неоднородностей тонкослойной вертикальной микроструктуры океана, поскольку, по Виноградову, Гительзону и Сорокину [2], лишь наличие неоднородностей обеспечивает существование зоопланктона, являющегося необходимым звеном в пищевых цепях для более крупных морских животных (при однородном распределении своей пищи — фитопланктона — рачки зоопланктона должны были бы затрачивать на перемещения в поисках пищи больше энергии, чем эта пища может дать).

Турбулентность, существующая внутри слоев вертикальной микроструктуры, вызывает более быстрое, чем молекулярная диффузия, распространение в морской воде всевозможных примесей, как полезных (растворенные газы и минеральные соли, нужные для развития фитопланктона), так и вредных (радиоактивные загрязнения, нефтепродукты, ДДТ, свинец). Поверхностные волны создают серьезные помехи морскому транспорту, и в СССР даже выработана оперативная система оптимального выбора маршрутов судов по материалам метеорологических прогнозов волнения на морских путях [3]. Штормовое волнение определяет динамику берегов и дна в прибрежной зоне моря и может разрушать береговые сооружения. В то же время имеются некоторые перспективы инженерного использования энергии волнения; так, например, в Японии созданы образцы волновых генераторов электропитания для морских буев.



Роль приливов общеизвестна — с ними нельзя не считаться в работе портов и в навигации и рыболовстве в прибрежных районах. Несмотря на большие и медленно окупающиеся капиталовложения, в отдельных районах могут быть перспективны приливные электростанции; приливный цикл их работы можно использовать для прибавления мощностей к единым энергетическим системам в часы пик. Опыт их сооружения и эксплуатации имеется во Франции, где в устье р. Ранс построена промышленная ПЭС мощностью 240 000 кВт, и в СССР (опытная Кислогубская ПЭС мощностью 400 кВт на Кольском полуострове, сооруженная из блоков, доставленных на плаву по методике инженера Бернштейна). Оценка практического значения внутренних волн еще остается делом будущего. Приливные и инерционные колебания вносят заметный вклад в изменчивость течений, что иногда полезно учитывать в навигационной практике.

Наибольшее внимание в настоящее время следует уделить крупномасштабной (синоптической, внутригодовой и междугодовой) изменчивости океана, в прогнозах которой уже сейчас нуждаются навигация надводных и подводных судов, морское рыболовство и практика долгосрочного прогнозирования погоды [4].

*Навигация нуждается, конечно, прежде всего в знании фактических течений*, причем ясно, например, что для подводных судов эта нужда будет расти с увеличением длительности их пребывания под водой. Между тем даже имеющиеся немногочисленные и отрывочные фактические данные уже теперь решительно свидетельствуют о том, что размах синоптической изменчивости течений вполне может быть сравним с самими течениями не только в известных районах меандров сильных течений, но, возможно, и почти всюду в Мировом океане (см. на рис. 1.1.1 пример синоптической изменчивости Северного Пассатного течения). Очевидно, что при столь сильной изменчивости нельзя ориентироваться на средние течения, изображаемые на климатических картах в атласах океанов, и нужны синоптические (многонедельные) прогнозы течений. Для такого прогнозирования потребуются, во-первых, развитие гидродинамической теории синоптических процессов в океане (по-видимому, прежде всего волн Россби), для чего еще сильно недостает фактических данных об этих процессах, и, во-вторых, оперативное получение начальных данных, т. е. синоптическое глобальное наблюдение Мирового океана. Решение этих двух задач является одной из важнейших проблем современной океанологии.

Синоптические прогнозы течений, температуры и солености верхних слоев океана нужны и морскому рыболовству, но требования последнего шире — оно нуждается также и в более краткосрочных прогнозах концентрации рыбных косяков, и в прогнозах междугодовой изменчивости ряда океанологических полей, являющихся экологическими факторами динамики популяций промысловых рыб. Этими вопросами занимается промысловая океанология, которую Беренбейм [6] определяет, как науку о влиянии океанологических факторов на урожайность, численность и поведение морских



промысловых организмов, с целью разработки океанологических основ промысловых прогнозов.

Первые монографии по промысловой океанологии опубликованы Книповичем (1938) и Ижевским (1961); современное состояние этой науки изложено в книге Хела и Левасту [7]. Наиболее важным из океанологических полей в промысловой океанологии считается поле температуры. Установлено, что некоторые виды рыб ощущают температурные различия с точностью до  $0,03^{\circ}\text{C}$ . Температура влияет на созревание половых продуктов рыб и потому на сроки и места

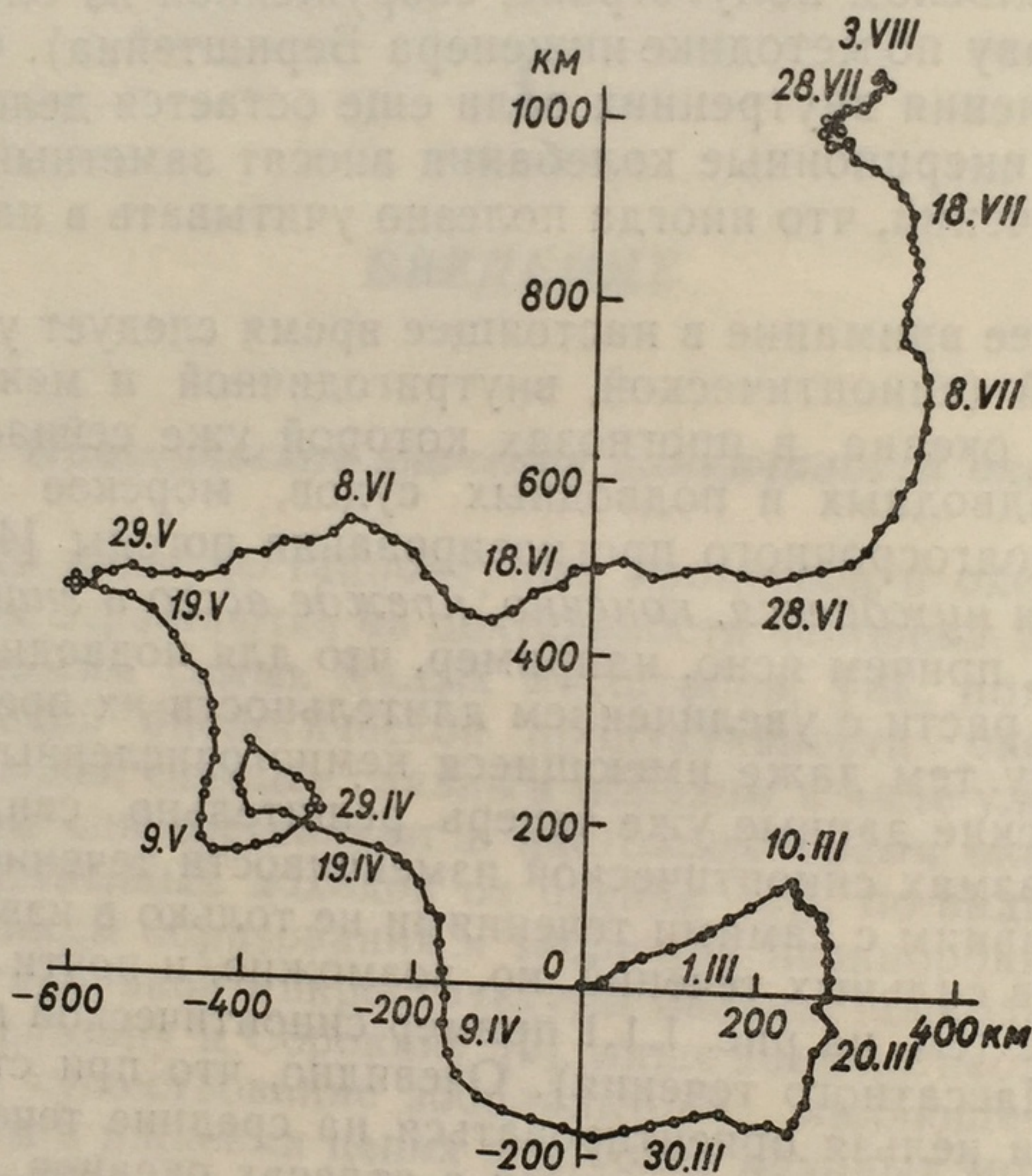


Рис. 1.1.1. Пятимесячная последовательность средних суточных векторов скорости течения (км/сутки) на глубине 50 м в центре гидрофизического полигона 1970 г. в тропической Атлантике ( $16^{\circ} 30'$  с. ш.,  $33^{\circ} 30'$  з. д.) (по Бреховских и др. [5]).

нереста, на сроки инкубации икры (приблизительно обратно пропорциональные температуре), на выживаемость личинок (растущую с температурой), на развитие планктонной кормовой базы рыб, на их кормовую активность, обмен веществ и рост (снижающиеся при температурах выше оптимальной). Сильные скачкообразные изменения температуры могут приводить к массовым заморам рыбы.

По-видимому, у каждого вида рыб имеются оптимальные температуры их существования, разные на различных стадиях их развития, которые вместе с полями концентрации пищи определяют районы и глубины наибольшей концентрации рыбных косяков (причем может возникать вопрос о выборе между наиболее благоприятными температурами и количеством и качеством кормов, который, веро-

ятно, разреша  
В качестве про  
для ряда про  
Узкие интерва  
нах термическ  
градиенты та  
ной воды, обр

Треска  
Минтай  
Палтус  
Камчатск  
Сельдь  
Лосось  
Одноперы  
Криль  
Сардина  
Кальмар  
Тихоокеа  
Желтох  
Морской  
Сайра  
Синий т  
Длинноп  
Меч-рыб  
Большег  
Полосат  
Полосат  
Желтоп

Рис. 1.1.2.

Предполаг  
температур  
пература д  
диапазон  
соответств  
ные участ  
более благ

термических  
лагических р  
В настоящее  
теории ветро  
тод прогноза  
рого в опера  
эффективно  
тельно 1400



ятно, разрешается со значительным статистическим разбросом). В качестве примера на рис. 1.1.2 указаны оптимальные температуры для ряда промысловых рыб у берегов Японии, по данным Уда [8]. Узкие интервалы оптимальных температур легче всего найти в зонах термических фронтов, где имеются большие горизонтальные градиенты температуры (и в «карманах», или прослойках, холодной воды, образующихся, например, при обособлении меандров на

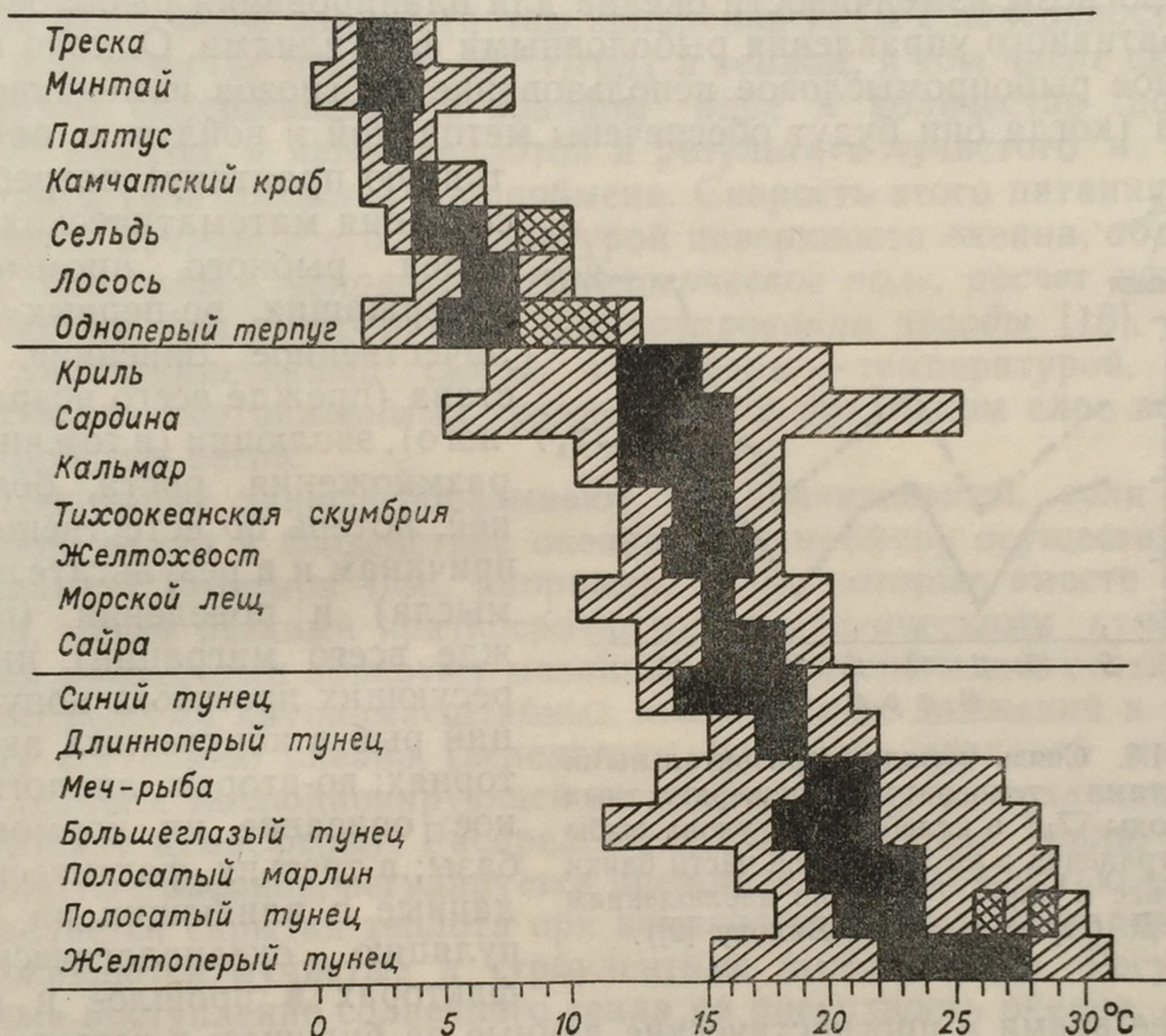


Рис. 1.1.2. Оптимальные температуры для наиболее ценных промысловых рыб у берегов Японии (по Уда [8]).

Предполагается, что число вылавливаемых рыб  $n$  данного вида зависит от температуры среды как  $n = n_0 \exp [-(T - T_0)^2 / 2\sigma^2]$ , где  $T_0$  — оптимальная температура для данного вида. Исходя из этого определяется температурный диапазон прибыльного лова (заштрихованные участки); интервал  $|T - T_0| \leq \sigma$  соответствует наиболее благоприятному температурному диапазону (зачерненные участки). Температурный диапазон, указанный криволинейной штриховкой, наиболее благоприятен для субпопуляций (размер, возраст и т. д.) (составлено на основании [8] и личного сообщения проф. Уда).

термических фронтах), — там часто и обнаруживаются косяки пелагических рыб (см. на рис. 1.1.3 пример из работы Вялова [9]). В настоящее время на основе разработанной Фельзенбаумом [10] теории ветровых течений в мелких морях создан практический метод прогноза скоплений рыб в Азовском море [11], внедрение которого в оперативную практику позволило уже в 1970 г. увеличить эффективность промысла тюльки в 1,3 раза и добыть дополнительно 140 000 ц рыбы [12].



Для промысловой океанологии существенны также и другие океанологические факторы: световое поле в море, течения, волнение, концентрация растворенного кислорода. В научных учреждениях рыбной промышленности накоплены обширные материалы о влиянии океанологических факторов на размножение, развитие, миграции и пищевую базу различных промысловых рыб в ряде акваторий Мирового океана, в какой-то мере позволяющие использовать прогнозы изменчивости океана для планирования рыболовства и оперативного управления рыболовными флотилиями. Однако полноценное рыбопромысловое использование прогнозов изменчивости океана (когда они будут обеспечены методикой и войдут в опера-

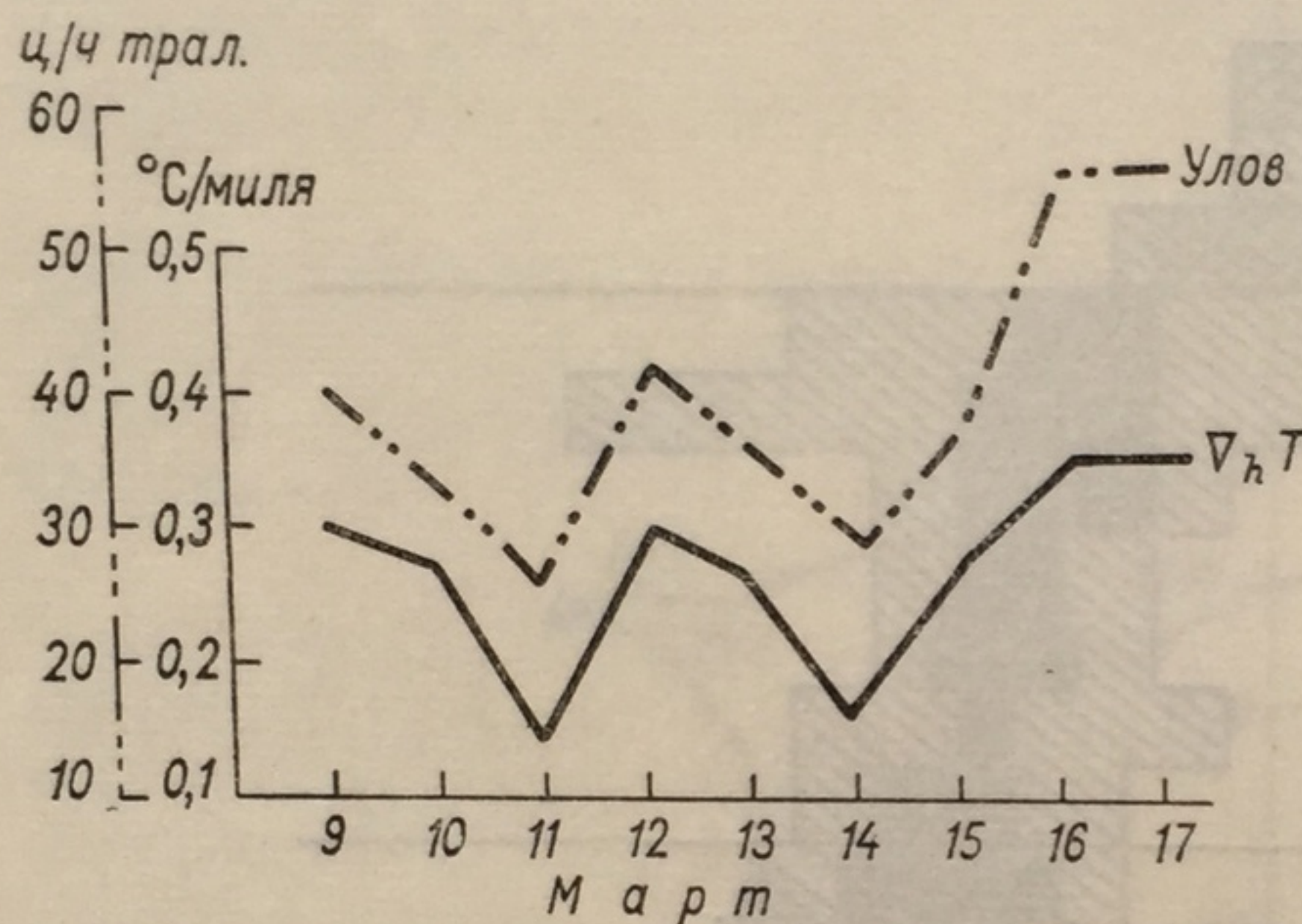


Рис. 1.1.3. Связь между горизонтальными градиентами температуры поверхностных слоев воды  $\nabla_h T$  и колебаниями улова рыбы за час траления в юго-западной части банки Джорджес в марте 1966 г. по наблюдениям В. Д. Строгалева (по Вялову [9]).

тивная практику) потребует создания математических моделей рыбного промысла, содержащих, во-первых, количественное описание состава (прежде всего возрастного), эволюции (в том числе размножения, роста, болезней, потерь по естественным причинам и в результате промысла) и поведения (прежде всего миграций) интересующих промысел популяций рыб в конкретных акваториях; во-вторых, аналогичное описание их кормовой базы; в-третьих, фактические данные о влияющих на популяцию океанологических факторах в прошлое и настоящее время и прогностические данные на будущее; в-четвертых, плано-экономические показатели и критерии, без учета которых хозяйственное использование любых прогнозов не может быть полноценным [13]. Такие математические модели, с оперативным вводом в них новых фактических данных и океанологических прогнозов, дадут научную основу для управления морским рыбным промыслом и для его перехода на уровень планового рыбного хозяйства на океанах; эти же модели будут полезными для изысканий путей управления биологической продуктивностью океана. Ряд общих теоретических принципов такого моделирования излагается в книге Уатта [14], содержащей специальные разделы о рыбных популяциях. Математическим основам моделирования популяций водных животных посвящена монография Меншуткина [15].

Остановимся, наконец, на проблеме долгосрочного прогнозирования погоды, в которой крупномасштабная изменчивость Мирового океана должна играть решающую роль, так как основной источник долгосрочных аномалий погоды следует искать в воздействии океана на атмосферу [16, 17] (в атмосфере, рассматриваемой изолиро-



ванно от внешних воздействий, по-видимому, нет активных механизмов с постоянными времени порядка месяцев, характерными для долгосрочных аномалий погоды; поток солнечного тепла практически не испытывает нерегулярных колебаний, и источники долгопериодных нерегулярностей остается искать во взаимодействии атмосферы с подстилающей поверхностью, т. е. главным образом с океаном).

Основное воздействие океана на атмосферу заключается в питании атмосферы влагой (путем испарения воды с поверхности океана в количестве более  $3 \cdot 10^{20}$  г/год) и теплом, в том числе скрытой теплотой, содержащейся в водяном паре в количестве порядка  $2 \cdot 10^{23}$  кал/год, и явной теплотой в результате лучистого и турбулентного (контактного) теплообмена. Скорость этого питания определяется прежде всего температурой поверхности океана, образующей, тем самым, основное океанологическое поле, расчет которого необходим при долгосрочном прогнозировании погоды [16], а также характеристиками самой атмосферы — температурой, влажностью, их вертикальными градиентами в приводном слое воздуха и скоростью ветра.

Некоторые данные показывают, что значительный, если не основной, вклад в воздействие океана на атмосферу осуществляется в районах штормов (см., например, [18]), которые вместе с другими, менее резкими краткосрочными синоптическими атмосферными процессами образуют механизм приспособления статистического режима крупномасштабных атмосферных движений к тепловому состоянию океана (вследствие большой тепловой инерции последнего, эволюционирующей во времени гораздо медленнее, чем состояние атмосферы). Распределение по атмосфере тепла, поступающего с океанов, регулируется прежде всего облачностью — в ней выделяется скрытая теплота при конденсации водяных паров и задерживаются лучистые и турбулентные потоки тепла. Регулируя также поступление солнечного тепла на поверхность океана, облачность осуществляет обратную связь в процессах воздействия океана на атмосферу и тем самым может придавать этим процессам колебательный характер [19].

Таким образом, для долгосрочного прогнозирования погоды нужно знать наперед эволюцию поля температуры поверхности океана  $T_w$ , для прогнозирования же изменчивости этого поля нужен долгосрочный прогноз погоды, прежде всего ветра и облачности (а также фактические начальные данные о поле  $T_w$ ), т. е. прогнозировать на долгие сроки погоду и изменчивость океана нужно совместно, на основе общей численной модели атмосферы и океана, что и представляется нам единственно возможной научной перспективой долгосрочного прогнозирования и погоды, и изменчивости океана.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов С. В. Экономика Мирового океана. «Экономика», 1964. 276 с.
2. Виноградов М. Е., Гительзон И. И., Сорокин Ю. И. О пространственной структуре сообществ экваториальной зоны тропических вод океана.



- В сб.: Функционирование пелагических сообществ тропических районов океана. М., «Наука», 1971, с. 255—262.
3. Лившиц В. М., Хованский Ю. А. Справочник для судоводителей по гидрометеорологии. М., «Транспорт», 1967. 168 с.
  4. Monin A. S. General views on problems of physics and geophysics of the World ocean.— In: „The Ocean World”. Proc. of Joint Oceanogr. Assembly IAPSO, CMG, SCOR, Tokyo, Jap. Soc. Promot. Sci., 1971, p. 87—88.
  5. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в тропической Атлантике.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 511—528. Авт. Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францевич, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
  6. Беренбейм Д. Я. Промысловая океанология как наука.— В кн.: Промысловая ихтиология и океанология. Сер. I, вып. 2. М., ЦНИИТЭИ рыбного хозяйства, 1970, с. 4—5.
  7. Хела И., Левасту Т. Промысловая океанография. Пер. с англ. М., Изд-во «Пищевая промышленность», 1970. 184 с.
  8. Uda M. A consideration of the long years trend of the fisheries fluctuation in relation to sea conditions.— „Bull. Japan Soc. Sci. Fish.”, 1957, vol. 23, No. 7—8, p. 368—372.
  9. Вялов Ю. А. Об использовании данных атмосферного давления при прогнозировании улова рыбы.— В кн.: Атлантический океан. Рыбопоисковые исследования, вып. 2. Калининград, 1969, с. 65—73.
  10. Фельзенбаум А. И. Теоретические основы и методы расчета установившихся морских течений. М., Изд-во АН СССР, 1960. 127 с.
  11. Васильев А. С., Дейнега Г. Н., Федотов Р. Т. К методике краткосрочного прогноза перераспределения промысловых скоплений в море.— В кн.: Промысловая ихтиология и океанология. Сер. I, вып. 2. М., ЦНИИТЭИ рыбного хозяйства, 1970, с. 68—84.
  12. Федотов Р. Т. Служба рыбопромысловых прогнозов при ВЦ участвует в управлении промыслом.— «Рыбное хозяйство», 1971, № 5, с. 82—83.
  13. Монин А. С. Об использовании ненадежных прогнозов.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1962, № 2, с. 218—228.
  14. Уатт К. Экология и управление природными ресурсами. Пер. с англ. М., «Мир», 1971. 463 с.
  15. Меншуткин В. В. Математическое моделирование популяций и сообществ водных животных. Л., «Наука», 1971. 196 с.
  16. Монин А. С. О физическом механизме долгосрочных изменений погоды.— «Метеорология и гидрология», 1963, № 8, с. 43—46.
  17. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. М., «Наука», 1969. 184 с.
  18. Гаврилин Б. Л., Монин А. С. О расчете климатических корреляций по численным моделям атмосферы.— «Изв. АН СССР, Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 7, с. 659—666.
  19. Гаврилин Б. Л., Монин А. С. Модель долгосрочных взаимодействий океана и атмосферы.— «ДАН СССР», 1967, т. 176, № 4, с. 822—825.

## 1.2. Взаимодействие атмосферы и океана

Атмосфера на Земле могла бы существовать и при отсутствии океана, и если при этом поверхность Земли была бы достаточно влажной (например, покрыта болотами и мелководными морями), так что атмосфера получала бы путем испарения с этой поверхности достаточное количество влаги, то *мгновенные* состояния погоды в такой атмосфере были бы сходными с теми, которые наблюдаются на реальной Земле, так как *основная специфическая особенность земной погоды — переменная облачность* — сохранялась бы и в этих условиях [1]. Наличие глубокого океана меняет эти



условия, главным образом тем, что термическое состояние океана может *медленно* (вследствие его большой теплоемкости, а потому и тепловой инерции) изменяться во времени. Воздействие этих изменений на атмосферу является, по-видимому, главной причиной долгосрочных аномалий погоды, механизм формирования которых был вкратце описан в конце предыдущего параграфа.

С другой стороны, воздействие атмосферы на океан является решающим фактором и для самого существования океана (которое в отсутствие атмосферы было бы невозможным), и для развития в нем большинства типов нестационарных процессов. Действительно, *почти все движения воды в океане* (практически все, кроме движений приливного происхождения, локальных течений около устьев рек и редко возникающих движений типа цунами, вызываемых тектоническими и вулканическими процессами на дне) *создаются атмосферными воздействиями* [1], т. е. прежде всего передачей количества движения из атмосферы в океан (а также, в некоторой мере, потоками массы и тепла на поверхности океана, дающими прирост доступной потенциальной энергии, способной превращаться в кинетическую энергию движений).

Потоки количества движения из атмосферы в океан, как турбулентные, так и создаваемые колебаниями атмосферного давления, играют главную роль в возбуждении ряда типов волновых движений в океане, в том числе ветровых и внутренних волн, инерционных колебаний и волн Россби. При этом в ряде случаев (например, для ветровых и высокочастотных внутренних волн) наиболее существенным может быть прямое *резонансное возбуждение*, т. е. воздействие колебаний атмосферных параметров с частотами и волновыми числами, равными частотам и волновым числам возможных собственных колебаний океана. В некоторых случаях, по-видимому, имеет место и нерезонансное возбуждение (особенно для длиннопериодных колебаний, например, Россби), в том числе в результате нелинейных взаимодействий движений, генерированных непосредственно атмосферными влияниями.

Квазистационарные и непериодически изменяющиеся течения могут создаваться прежде всего прямым воздействием трения ветра на поверхность океана — это *чисто дрейфовые течения* в верхнем слое океана, отражающие как квазистационарное поле ветра (создающее основную картину циркуляции поверхностных вод океана, включая гигантские антициклонические круговороты вод вокруг субтропических центров действия в атмосфере, пассатные и муссонные течения), так и проходящие ветровые системы циклонов.

Далее, течения на всех глубинах в океане могут генерироваться горизонтальными градиентами давления, возникающими как вследствие сгонов и нагонов в чисто дрейфовых течениях, ведущих к горизонтальным изменениям уровня океана и к соответствующей перестройке поля плотности во всей толще океана (*ветровые градиентные течения*), так и вследствие синоптических колебаний атмосферного давления на поверхности океана (*бароградиентные течения*). Чисто дрейфовые и ветровые градиентные течения



в сумме дают *ветровые* течения в океане; заметим, что в океане бароградиентные течения обычно несущественны. Наконец, уплотнение или понижение плотности поверхностных вод (вследствие их охлаждения или нагревания, а также осолонения или распреснения в результате теплообмена и влагообмена с атмосферой) может порождать *термохалинные* течения в океане.

Атмосферные воздействия не только генерируют движения в океане, но и определяют его стратификацию и изменчивость его термодинамического (прежде всего теплового) состояния. В противоположность атмосфере, нагреваемой главным образом снизу, от подстилающей поверхности (в результате чего в нижней атмосфере нередко образуется неустойчивая стратификация), океан прогревается сверху, прямой и рассеянной в атмосфере солнечной радиацией (и осуществляет теплообмен с атмосферой через свою поверхность). Геотермический поток тепла на дне океана очень мал и существенного влияния на его тепловое состояние не оказывает; охлажденные же сверху в полярных районах воды опускаются на дно океана и растекаются по нему. В результате стратификация плотности воды в океане оказывается почти всюду гидростатически очень устойчивой, что налагает резкий отпечаток на характер движений в океане — слабое развитие турбулентности, интенсивное развитие внутренних волн и, по-видимому, формирование струйного характера главных течений [1].

Неравномерный прогрев верхних слоев океана создается прежде всего переменной облачностью, экранирующей прямую солнечную радиацию, так что можно думать, что длительные аномалии в количестве облаков над той или иной акваторией океана вносят вклад в формирование аномалий теплосодержания верхнего слоя океана на этой акватории. Кроме того, турбулентный теплообмен между океаном и атмосферой и перенос скрытой теплоты из океана в атмосферу при испарении влаги, вносящий наиболее крупный вклад в охлаждение верхнего слоя океана, сильно зависят от скорости ветра (быстро увеличиваются с усилением ветра), поэтому наиболее сильное охлаждение верхних слоев океана должно иметь место в районах штормов. Таким образом, крупномасштабная изменчивость термодинамического состояния океана непосредственно определяется атмосферными воздействиями.

Вследствие большой инерции океана его реакции на атмосферные воздействия имеют, как правило, *запаздывающий* характер (см. обсуждение этого вопроса в статье Лайтхилла [2]). Даже практически мгновенные реакции оставляют медленно затухающие следы. Нерезонансные реакции, в том числе и реакции на стационарные воздействия (с нулевыми частотами), нередко связаны с цепочками внутренних взаимодействий, требующих времени; определенного времени требуют и процессы разрешения внутренних неустойчивостей. Такой характер имеют, например, процессы формирования в океане волн Россби, играющих, по-видимому, большую роль в долговременной синоптической изменчивости океанских течений. В результате запаздывания реакций океан оказы-



валяется своего рода «запоминающим устройством», хранящим отпечатки атмосферных воздействий за некоторый период прошлого времени.

Приток энергии от атмосферы к океанским движениям происходит в разнообразных пространственных масштабах. Озмидов [3] выделяет три основные области притока энергии. Во-первых, это масштабы  $L_1 \sim 10^6$  м порядка размеров океанов (а также квазистационарных и подвижных атмосферных циклонов и антициклонов), в которых порождаются как течения квазистационарной циркуляции океана, так и нестационарные, например дрейфовые течения —

реакции на воздействия синоптических атмосферных процессов. В этой области масштабов скорость притока кинетической энергии к океану (в единице массы), по-видимому, имеет порядок  $\varepsilon_1 \sim 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>, а эффективный коэффициент горизонтального перемешивания, создаваемого нестационарными течениями, — порядок  $k_1 \sim 10^4$  м<sup>2</sup>/с. Во-вторых, в масштабах  $L_2 \sim 10^4$  м порождаются инерционные колебания; сравнимые периоды имеют и приливные колебания. Скорость суммарного притока кинетической энергии здесь имеет порядок  $\varepsilon_2 \sim 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>, а эффективный коэффициент горизонтального перемешивания — порядок  $k_2 \sim 10^{-1}$  м<sup>2</sup>/с. В-третьих, океан получает кинетическую энергию от атмосферы в масштабах ветровых волн  $L_3 \sim 10^1$  м со скоростью, по-видимому, порядка  $\varepsilon_3 \sim 10^{-1}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>; коэффициент перемешивания здесь имеет порядок  $k_3 \sim 10^{-3}$  м<sup>2</sup>/с. Схематическое представление о полном спектре кинетической энергии океанских движений дает рис. 1.2.1 из работы Озмидова [3].

Прогнозы синоптической, внутригодовой и междугодовой изменчивости термодинамического состояния океана, ветровых и термохалинных течений в нем, уже теперь нужные для ряда задач практики, представляются возможными лишь на основе глобальных математических моделей взаимодействующих океана и атмосферы, достаточно детально учитывающих все основные процессы их взаимодействия, формы их реакции на воздействия со стороны друг друга и возможные обратные связи.

Ряду изложенных здесь качественных утверждений в последующих разделах книги будут даны количественные формулировки.

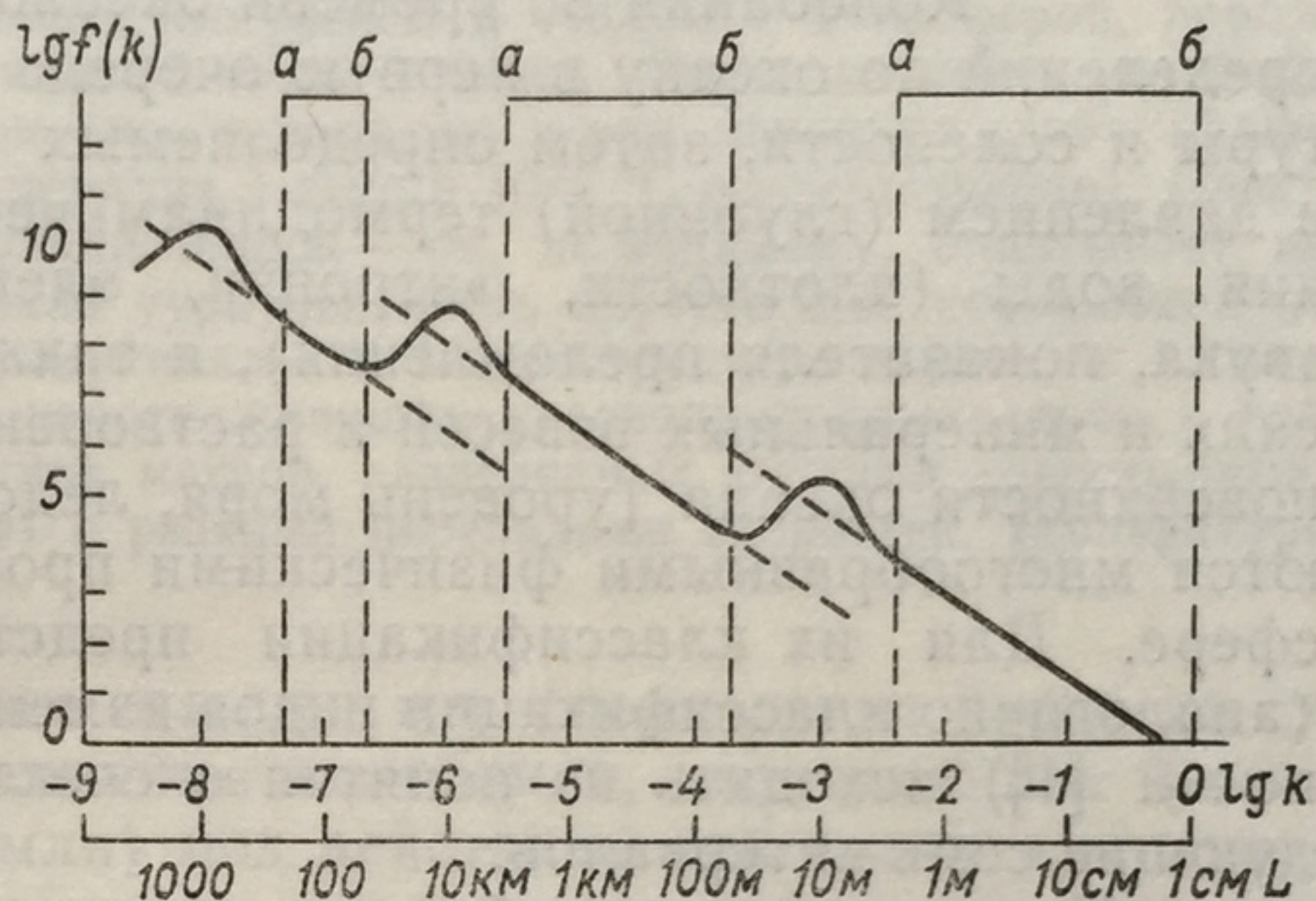


Рис. 1.2.1. Схематический спектр кинетической энергии океанских движений (по Озмидову [3]).

а—б — зоны выполнимости закона степени  $5/3$ .



## ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С. Фундаментальные следствия взаимодействия атмосферы и океана.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана». 1969, т. 5, № 11, с. 1102—1114.
2. Lighthill M. J. Time-varying currents.— „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 371—390.
3. Озмидов Р. В. О некоторых особенностях энергетического спектра океанической турбулентности.— «ДАН СССР», 1965, т. 161, № 4, с. 828—832.

### 1.3. Классификация нестационарных процессов в океане

Колебания во времени океанологических полей, т. е. распределений по океану в первую очередь скорости течений, температуры и солености, затем определяемых температурой, соленостью и давлением (глубиной) термодинамических характеристик состояния воды (плотности, энтропии, электропроводности, скорости звука, показателя преломления), а также концентраций органических и минеральных взвесей и растворенных газов и характеристик поверхности океана (уровень моря, ледовитость, волнение), создаются многообразными физическими процессами в океане и атмосфере. Для их классификации представляется целесообразным (аналогично классификации видов изменчивости метеорологических полей [1]) исходить из понятия о спектрах периодов на нижеследующие семь интервалов.

1. Мелкомасштабные явления (периоды от долей секунды до десятков минут) — поверхностные и внутренние волны, турбулентность и процессы эволюции вертикальной микроструктуры океана (некоторые элементы последней могут иметь и большие времена жизни), которые определяются явлениями более крупных масштабов (т. е. «приспосабливаются» к ним и должны параметризоваться крупномасштабными характеристиками) и в то же время служат внутренним механизмом формирования крупномасштабной изменчивости океана.

Волны на поверхности океана играют в динамике его верхнего слоя очень большую роль (гораздо большую, чем в приводном слое атмосферы). Особенно широко распространено и динамически наиболее важно ветровое волнение (длинные волны типа цунами мы здесь рассматривать не будем). Оно весьма изменчиво, определяясь главным образом силой и продолжительностью действия или разгоном ветра. Спектры периодов развитого волнения довольно узки, периоды  $\tau$  волн с наибольшими амплитудами меняются от 1—3 с при слабом ветре до 8—10 с при среднем и до 20—30 с при очень сильном ветре, их длины  $L$  (грубо говоря,  $L = \frac{g\tau^2}{2\pi}$ ) — от нескольких метров до нескольких сотен метров, высоты (удвоенные амплитуды) — от сантиметров и дециметров при слабом ветре до нескольких метров при среднем и до 20—30 м при очень сильном ветре в открытом океане (с глубиной  $z$  они убывают по закону  $e^{-2\pi z/L}$ ). Обзор имеющихся сведений см., например, в книге Кинсмена [2].

Внутренние гравитационные волны в толще океана весьма широко распространены и играют большую динамическую роль (значительно большую, чем в атмосфере, в которой гравитационные волны конечной амплитуды — довольно редкое явление). Они могут возбуждаться приливными силами, изменениями атмосферного давления и действия ветра на поверхности океана, поверхностными волнами, эффектами обтекания неровностей дна и неоднородностями крупномас-



штабных течений. Их *собственные* частоты (для не очень длинных волн) лежат между инерционной частотой  $2\Omega \sin \varphi$  ( $\varphi$  — географическая широта места) и максимумом частоты Вайсала—Брента  $N$ , так что наибольший возможный период равен сутки/ $2 \sin \varphi$ , а наименьший  $2\pi/N_{\max}$  (в слое скачка эта величина равна примерно 10 мин, но может быть еще меньше на «ступеньках» вертикальной микроструктуры океана)\*. Поскольку вертикальные разности плотности воды в океане малы, то вертикальные перемещения не требуют больших затрат энергии, и поэтому волны нередко могут вырастать до очень больших амплитуд. Так, например, Боккель [3] зарегистрировал в Гибралтарском проливе внутреннюю волну с амплитудой около 100 м. Теория внутренних волн не очень сложна, но наблюдать их трудно, поэтому фактических данных еще во многом недостает. Обзор см., например, в книге Краусса [4].

Турбулентность является основным механизмом вертикального перемешивания в океане и, в частности, его обмена импульсом и теплом с атмосферой, порождающего крупномасштабную изменчивость океана. Турбулентность наиболее развита в верхнем перемешанном слое океана, но и там довольно слаба (флуктуации скорости и температуры порядка 1 см/с и  $10^{-1}$  °С соответственно). Спектр периодов турбулентных флуктуаций широк — он, по-видимому, охватывает интервал от  $10^2$  до  $10^{-3}$  с. Океанская турбулентность изучена еще совершенно недостаточно; это же относится к вертикальной микроструктуре океана, т. е. формированию в нем относительно короткоживущих квазиоднородных слоев с толщинами порядка метров и десятков метров, разделяемых тонкими «простынями» (толщиной порядка сантиметров) с резкими перепадами скоростей, температуры и солености.

2. Мезомасштабные явления (периоды от часов до суток) — приливные и инерционные колебания, возникающие (из-за собственного вращения Земли) под действием сил гравитационного притяжения Луны и Солнца и сил инерции при вращательном движении планеты (возможны также и долгопериодные приливы, но с очень малыми амплитудами). Сюда же можно отнести и суточные колебания термического происхождения, т. е. вызываемые суточными изменениями солнечной радиации.

Приливные колебания уровня моря и приливные течения имеют доминирующий период в половину лунных суток (в среднем 12 ч 25 мин); весьма заметным может быть и суточный период. Вследствие трения наибольшей высоты прилив всегда достигает несколько позже момента кульминации Луны; в открытом океане это запаздывание составляет в среднем всего несколько минут, но на мелководьях может достигать и нескольких часов. В открытом океане высота приливов варьирует от очень малых значений до 1—2 м, максимальные скорости приливных течений составляют всего несколько сантиметров в секунду (но зато эти течения охватывают всю толщу океана и на больших площадях могут быть основной компонентой придонных течений). На мелководьях, у берегов и особенно в некоторых узких проливах, заливах и бухтах высота приливов может достигать нескольких метров (например, в устье р. Северн в Англии — 14,5 м, в устье р. Ранс во Франции — 13,5 м, в вершине Пенжинской губы в СССР — 12,9 м), а скорость приливных течений — нескольких узлов (одна из рекордных цифр — 16 узлов в Шерстад-фьорде, Норвегия). Приливы изучены неплохо, но теория приливных течений, требующая интегрирования уравнений движения для реального океана, сложна и еще недостаточно доведена до расчетных методов, а наблюдения в открытом океане трудны и поэтому малочисленны. Обзор по приливам см., например, в главе IX книги Дитриха [5].

Инерционные колебания скорости течений с периодом сутки/ $2 \sin \varphi$  возбуждаются в океане нередко; колебания скорости при этом могут достигать

\* Параметр  $N$  определяется как частота свободных колебаний (в поле возвращающих архимедовых сил) жидких частиц, адиабатически смещенных по вертикали от равновесного уровня [см. формулу (2.2) в гл. 2].



десятков сантиметров в секунду. Данных наблюдений здесь мало. Обзор фактических данных см. в статье Вебстера [6].

Суточные колебания температуры воды в океане вследствие его большой тепловой инерции оказываются много меньшими, чем в атмосфере; у поверхности океана они имеют амплитуду порядка  $10^{-1}$  °C и быстро убывают с глубиной (до глубины 50 м — по меньшей мере на порядок).

3. Синоптическая изменчивость (периоды от нескольких суток до месяцев), заключающаяся прежде всего в непериодическом формировании в океане вихрей с масштабами порядка  $\sim 100$  км (в значительной степени аналогичных атмосферным циклонам и антициклонам, но имеющих гораздо большие времена жизни и гораздо медленнее движущихся) благодаря накапливающемуся эффекту атмосферных воздействий (в первую очередь действия переменного ветра на поверхность океана, а также тепловых воздействий атмосферы) и процессам гидродинамической неустойчивости крупномасштабных океанских течений.

Синоптические изменения скоростей океанских течений могут быть, по-видимому, сравнимы (а иногда и превышать) со среднемноголетними скоростями этих течений, так что они оказываются наиболее интенсивными из всех видов изменчивости океанологических полей. Так, например, наблюдения на советском полигоне 1970 г. в Северном Пассатном течении в Атлантике [7] показали, что временами (неделями) течение в данной точке бывает направленным даже противоположно обычному направлению на запад-юго-запад. Это, в частности, означает, что все практически употребляющиеся карты морских течений, которые построены динамическим методом (см. гл. 2) или по данным единичных одно-, двухсуточных инструментальных измерений, могут быть нерепрезентативными и в будущем должны заменяться синоптическими картами течений. Синоптические изменения температуры верхнего слоя океана могут, по-видимому, местами (например, в районах движения меандров Гольфстрима или Курошио) иметь порядок нескольких градусов.

В связи с почти полным отсутствием длительных непрерывных рядов наблюдений в открытом океане синоптическая изменчивость почти совсем не изучена. Изучение синоптической изменчивости явится главной задачей организуемого в ближайшие годы непрерывного глобального наблюдения океана. В будущем предсказание синоптической изменчивости явится основной задачей океанских прогнозов.

4. Сезонные колебания (годовой период и его гармоники), наиболее резко выраженные в высоких широтах, а также в муссонной зоне Индийского океана.

Так, размах годовых колебаний температуры поверхности океана в северо-западных акваториях Атлантики и Тихого океана превышает  $14-18^{\circ}\text{C}$ , в водах у КНР и северо-восточной части Китая даже больше  $20-25^{\circ}\text{C}$ , а в экваториальных зонах  $2^{\circ}\text{C}$  и более. В районах с резким годовым ходом температуры поверхности воды наблюдаются и значительные сезонные колебания толщины верхнего перемешанного слоя океана (глубины слоя скачка): летний слой скачка образуется на минимальных глубинах, от 15 до немногих десятков метров, а зимой толщина перемешанного слоя из-за конвекции, вызываемой охлаждением с поверхности, доходит до  $200-300$  м и более, иногда конвекция проникает даже до дна океана. Ясно, что значительный годовой ход в высоких широтах имеет ледовитость морей. Наибольшие годовые колебания солености поверхностных вод, порядка  $1-3\text{‰}$ , наблюдаются в Бенгальском заливе и австралийских морях (вследствие резкого годового хода осадков муссонного происхождения); в открытой части Северной Атлантики они составляют всего  $0,2\text{‰}$  (но в районе Ньюфаундленда  $0,7\text{‰}$  из-за летнего таяния льдов). Значительные сезонные колебания, вызываемые прежде всего сезонными изменениями атмо-



сферной циркуляции, испытывает и ряд течений; отметим, в частности, ярко выраженные сезонные колебания Сомалийского течения, а также обострение межпассатных противотечений в Атлантике и Тихом океане северным летом, когда в Индийском океане, наоборот, экваториальные противотечения, по-видимому, разрушаются.

5. Междугодичная изменчивость, т. е. согласованные изменения состояния больших акваторий океана и всей атмосферы от года к году, примерами которых могут служить автоколебания северной ветви Гольфстрима с периодом около 3,5 года, изученные Шулейкиным [8], и квазидвухлетние явления «Эль-Ниньо» в восточной части экваториальной зоны Тихого океана, изученные Бьеркнесом [9]. В междугодичной изменчивости, вероятно, заметную роль может играть перемещение тепловых аномалий по гигантским океаническим круговоротам, обегаясь водами за периоды в несколько лет. Предсказание междугодичной изменчивости будет важным элементом в прогнозировании запасов (динамики популяций) и допустимых норм вылова основных видов промысловых рыб различных возрастов в разных акваториях океана.

6. Внутривековая изменчивость (периоды в десятки лет), взаимосвязанная с внутривековыми колебаниями климата, примером которой является изученное Митчеллом [10] изменение состояния Мирового океана (потепление до нескольких градусов в Арктике и некоторое похолодание в низких широтах) во время климатического потепления в первой половине XX в. Наиболее заметно потеплели в этот период зимы в высоких широтах северного полушария.

7. Междувекковая изменчивость (периоды в сотни лет и более), взаимосвязанная с междувекковыми колебаниями климата. Примером междувекковой изменчивости может служить изученное Бьеркнесом [11], отличное от современного состояние северной половины Атлантики во время «малого ледникового периода» XVII—XIX вв., когда Саргассово море было на 2—3° С теплее, а акватория у Исландии на 1° С холоднее современной нормы, что Бьеркнес связывает с аномалией (ослаблением теплообмена) во взаимодействии океана и атмосферы.

Одними из наиболее доступных для изучения проявлений изменчивости состояния Мирового океана в послеледниковое время могут быть глобальные колебания его уровня на десятки метров, фиксируемые, например, по береговым террасам и устьям рек. Об изменчивости состояния океана во время ледниковых периодов плейстоцена и в еще более далеком прошлом можно судить по микропалеонтологии слоев в колонках морских осадков (желательно в сочетании с изотопными определениями абсолютного возраста этих слоев) и с помощью палеотемпературного метода Юри (т. е. по отношению изотопов кислорода  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  в биогенных карбонатах), но эта проблема в настоящей книге рассматриваться не будет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. М., «Наука», 1969. 184 с.
2. Kinsman B. Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface. N. Y., 1965. 676 p.
3. Bockel M. Travaux océanographiques de l'«Origny» à Gibraltar.— «Cahiers Océanographiques», 1962, tome 14, No. 4, p. 325—329.



4. Краусс В. Внутренние волны. Пер. с нем. Л., Гидрометеиздат, 1968, 272 с.
5. Дитрих Г. Общая океанография. Пер. с нем. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962. 465 с.
6. Webster F. Observations of inertial-period motions in the deep sea.—„Rev. Geophys.“, 1968, vol. 6, No. 4, p. 473—490.
7. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в тропической Атлантике.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 511—528. Авт.: Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францевич, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
8. Шулейкин В. В. Физика моря. Изд. 4-е. М., «Наука», 1968. 1083 с.
9. Бьеркнес Дж. Крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы.— В сб.: Основные проблемы океанологии. М., «Наука», 1968, с. 7—9.
10. Mitchell J. M. On the world-wide pattern of secular temperature change.— In: Changes of Climate (Arid Zone Research, XX), UNESCO, Paris, 1963, p. 161—179.
11. Bjerknes J. Atmosphere-ocean interaction during the “Little Ice Age” (seventeenth to nineteenth centuries A. D.). WMO—IV66 Symposium on Research and Development Aspects of Long-Range Forecasting, WMO Tech. Note, 1965, No. 66, p. 77—88.

#### 1.4. Методы наблюдения изменчивости океана

Масштабы изменчивости океанологических полей меняются по времени от секунд и по меньшей мере до тысячелетий и по пространству от сантиметров до десятков тысяч километров. Наглядное представление о пространственно-временном спектре этой изменчивости (на примере температурного поля) дает схема Стомела [1], которая показана на рис. 1.4.1. Здесь на двух горизонтальных осях в логарифмическом масштабе отложены периоды колебаний  $P$  и горизонтальные размеры пространственных неоднородностей  $L$ , а на вертикальной оси — средние значения квадрата амплитуды колебаний температуры воды, отнесенные к единице частоты и к единице волнового числа. Современная изученность океана еще не позволяет превратить эту схему в реальный количественный график даже для отдельных, наиболее изученных районов океана. В то же время представление о пространственно-временном спектре данного океанологического поля, рассматриваемого как случайная функция от пространственных координат и времени, весьма полезно для разработки стратегии океанологических измерений.

Измерения изменчивости того или иного океанологического поля целесообразно осуществлять по-разному в различных пространственно-временных масштабах этой изменчивости. Например, для изучения мелкомасштабных явлений (турбулентность, поверхностные и внутренние волны, тонкая структура термохалокина) следует применять определенный класс малоинерционных приборов и небольшие пространственно-временные масштабы наблюдения, а для исследования синоптической изменчивости могут быть применены стандартные океанографические приборы с масштабами наблюдения порядка месяцев и сотен километров. Измерения необходимо планировать так, чтобы они давали статистически значимые

результаты  
дискретно  
что  $4\Delta t \leq$   
 $\Delta t$  — интер  
дений.  
При эт  
приводит  
ключающ

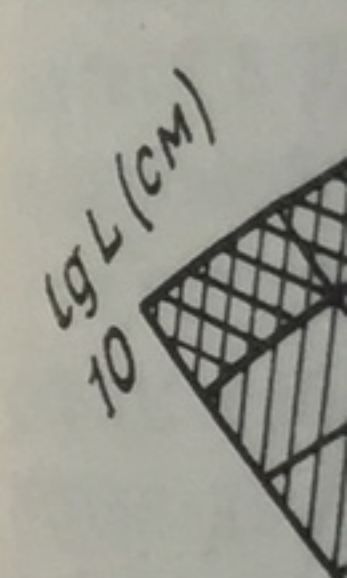


Рис. 1.4.  
1 — внутре

с периодо  
колебания  
= 1, 2, ...  
путем вы  
кренности  
Важны  
ваний изм  
средств, т  
ной изме  
метеорол  
мально г  
действию  
изменчив



результаты, что обеспечивается правильным выбором интервала дискретности и продолжительности наблюдений. Обычно полагают, что  $4\Delta t \leq P \leq n\Delta t/10$ , где  $P$  — период изучаемых нами колебаний,  $\Delta t$  — интервал дискретности наблюдений,  $n$  — общее число наблюдений.

При этом следует иметь в виду, что дискретизация наблюдений приводит к нежелательному явлению элиазинга (маскировки), заключающемуся в том, что оценка истинной амплитуды колебаний

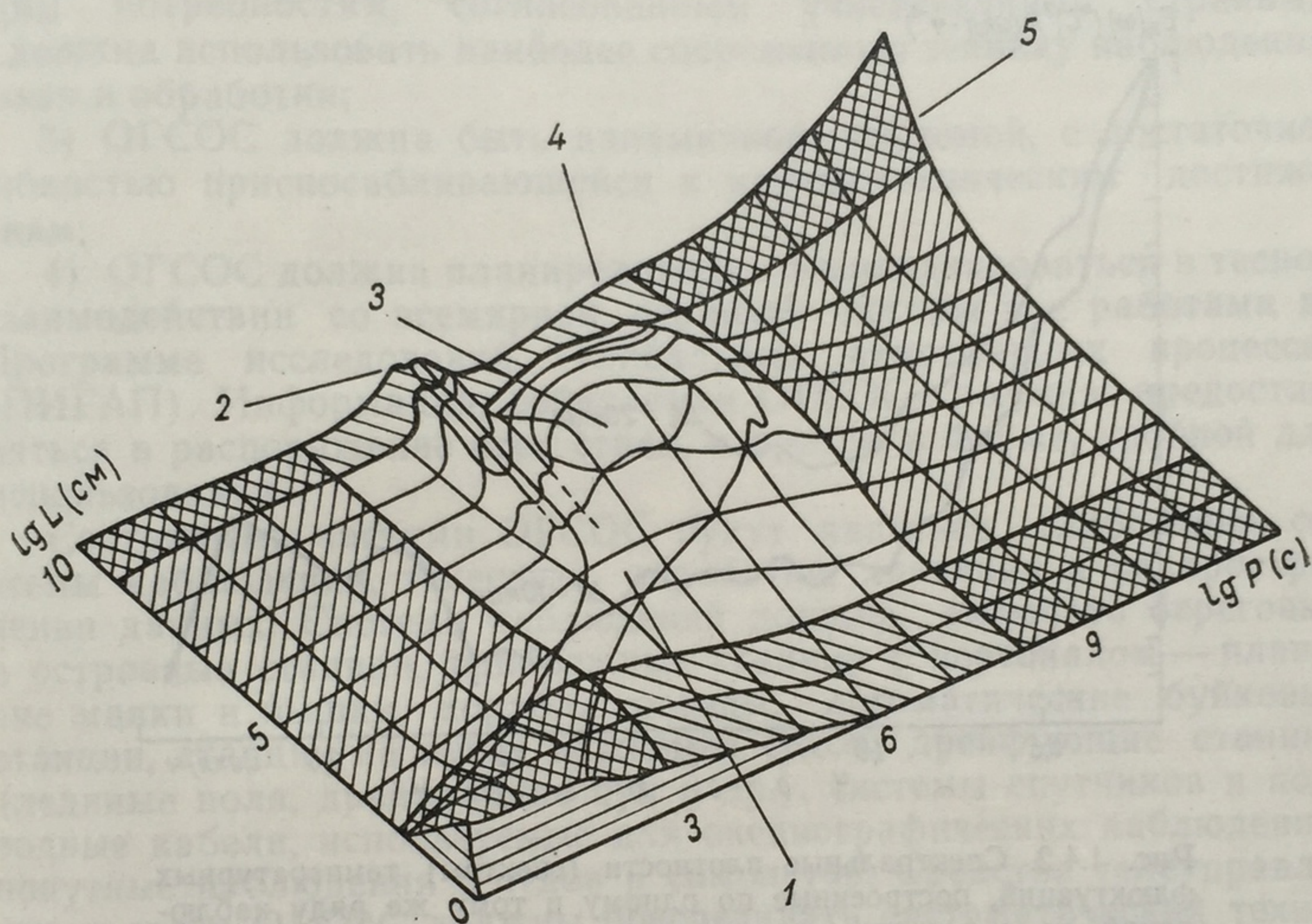


Рис. 1.4.1. Схема пространственно-временного спектра изменчивости температуры воды в океане (по Стоммелу [1]).

1 — внутренние волны, 2 — приливы, 3 — геострофические вихри, 4 — сезонные колебания, 5 — климатические колебания.

с периодом  $P$  искажается существующими в наблюдаемом процессе колебаниями с более короткими периодами  $P_m = P\Delta t / (mP \pm \Delta t)$ ,  $m = 1, 2, \dots$  (рис. 1.4.2). Практически это явление можно исключить путем выбора определенного соотношения между интервалом дискретности и постоянной времени прибора [2].

Важным фактором планирования и выбора методики исследований изменчивости океана является объем необходимых сил и средств, т. е. экономичность. Например, для изучения междугодовой изменчивости океана естественно выбрать путь, проделанный метеорологами на суше, т. е. покрыть весь Мировой океан оптимально густой сетью стационарных океанографических станций, действующих многие годы. При этом первые оценки междугодовой изменчивости будут получены не ранее чем через 10—15 лет. Если



такая сеть должна покрывать каждый двухградусный квадрат Мирового океана, то необходимо использовать около 7000 океанографических станций, ежегодная эксплуатация которых будет обходиться в несколько миллиардов рублей. Очевидно, что это слишком дорогостоящий метод, и представляется реалистичным планировать сеть лишь из нескольких сотен станций, размещенных на акваториях с предположительно наибольшей изменчивостью и наиболее важных в практическом отношении.

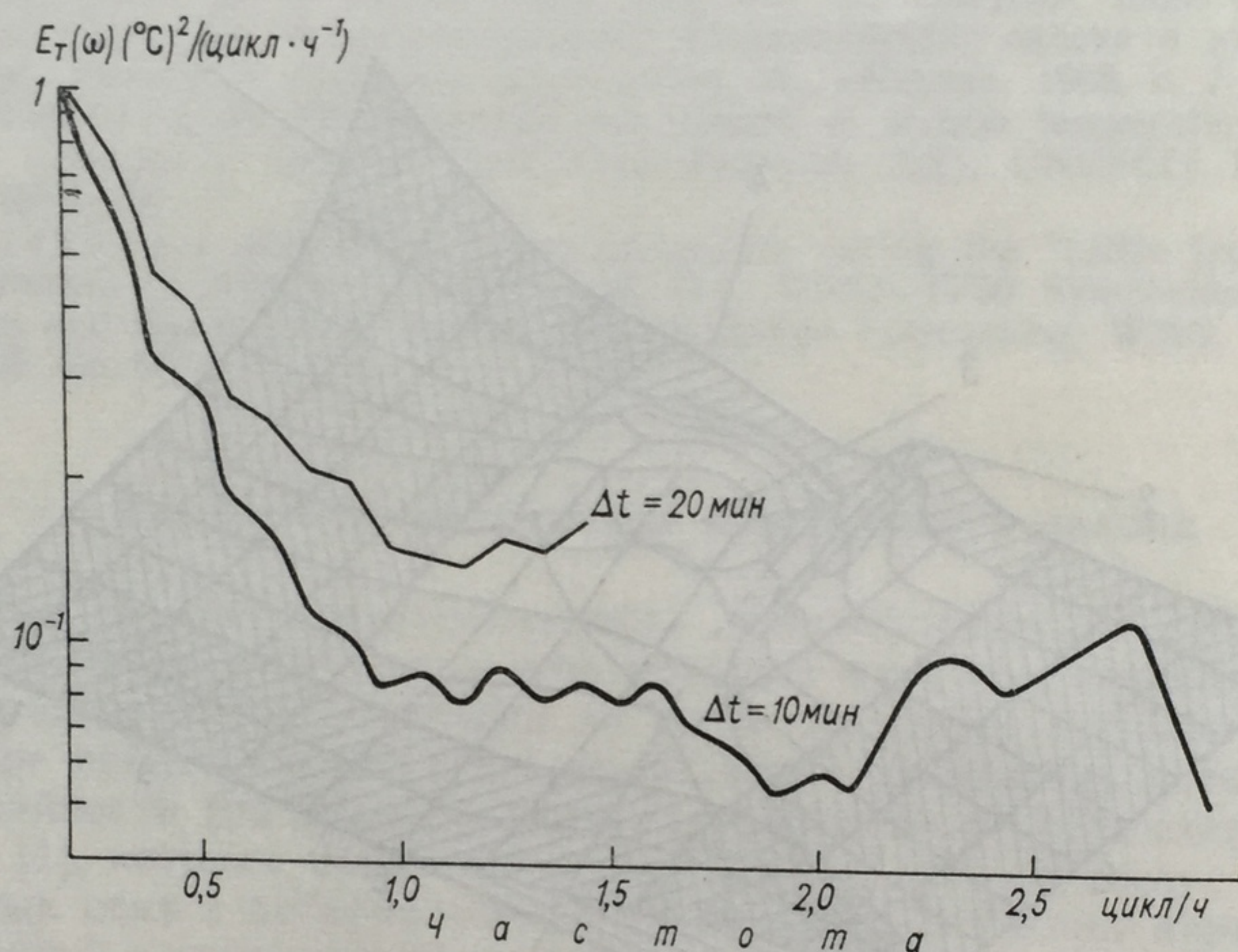


Рис. 1.4.2. Спектральные плотности (спектры) температурных флюктуаций, построенные по одному и тому же ряду наблюдений, но с разными интервалами дискретности  $\Delta t$  (данные фототермографных наблюдений в термоклине тропической Атлантики).

Рисунок любезно предоставлен в наше распоряжение К. Д. Сабининым.

В настоящее время в Межправительственной океанографической комиссии (МОК) ЮНЕСКО и Всемирной Метеорологической Организации (ВМО) разрабатывается проект объединенной глобальной системы океанических станций (ОГСОС), предназначенной для оперативного учета океанологических условий и обеспечения задач всемирной службы погоды. Для изучения изменчивости океана в целях обеспечения практических запросов наибольший интерес представляет измерение следующих характеристик: течений, температуры и солености воды, ветровых и внутренних волн, турбулентности, скорости звука, электропроводности воды, оптических характеристик воды, уровня моря, приливов, ледовых условий.

Международный рабочий комитет по ОГСОС, организованный в 1969 г. при Межправительственной океанографической комиссии



ЮНЕСКО, уже провел большую подготовительную работу. Для разработки ОГСОС установлены следующие принципы:

1) ОГСОС должна быть глобальной океанической системой и должна состоять из национальных средств, обеспечиваемых участвующими странами при координации и поддержке со стороны МОК и других отделов ЮНЕСКО, ВМО и других международных и региональных организаций;

2) ОГСОС должна удовлетворять оперативным и исследовательским потребностям, согласованным участвующими странами, и должна использовать наиболее современную технику наблюдения, связи и обработки;

3) ОГСОС должна быть динамичной системой, с достаточной гибкостью приспособляющейся к научно-техническим достижениям;

4) ОГСОС должна планироваться и эксплуатироваться в тесном взаимодействии со всемирной службой погоды и с работами по Программе исследований глобальных атмосферных процессов (ПИГАП). Информация, собираемая ОГСОС, должна предоставляться в распоряжение всех стран, и притом в форме, удобной для использования.

Составными частями ОГСОС будут являться глобальные системы наблюдений, телесвязи, обработки, хранения и распространения данных. Система наблюдений должна включать береговые и островные станции, прибрежные станции с персоналом — плавучие маяки и вышки, корабли погоды, автоматические буйковые станции, станции на путях движения судов, дрейфующие станции (ледяные поля, дрейфующие буи и др.), системы спутников и подводные кабели, используемые для океанографических наблюдений, попутные наблюдения с судов и самолетов. Средства телеуправления и связи ОГСОС должны обеспечивать систематический технический контроль автоматических средств наблюдения, сбор океанографической и сопутствующей метеорологической информации на наблюдательных станциях и передачу ее в центры сбора и обработки данных. План распределения выделенных для нужд океанографии частот должен основываться на схеме размещения глобальной сети наблюдений, характере технических средств связи и условиях прохождения радиоволн. Всемирная административная конференция по радио (ВАКР) с июля 1969 г. выделила для передачи океанографических данных следующие шесть частотных полос: 4162,5—4166,0, 6244,5—6248,0, 8328,0—8331,5, 12479,5—12483,0, 16636,5—16640,0, 22160,5—22164,0 кГц.

В 1969 г. на VI сессии МОК была утверждена программа первой стадии ОГСОС, которая включает организацию систематического сбора данных попутных судовых гидрометеорологических наблюдений со всех исследовательских, торговых и промысловых судов, проведение в течение 1972 г. эксперимента по сбору и обмену термобатиграфными данными и разработку инструкций и кодов для сбора и обмена океанографическими данными. Организация постоянной сети буйковых океанографических станций входит в программу



второй стадии ОГСОС, осуществление которой определяется сроками готовности технических средств. Не менее важной проблемой второй стадии ОГСОС является разработка принципов и методов планирования оптимального размещения буйковых океанографических станций. Авторы надеются, что настоящая книга сможет послужить исходной теоретической базой для планирования исследований ОГСОС.

Мы не будем здесь рассматривать используемые в океанологических исследованиях приборы, технические средства и методические приемы, а отошлем читателя, например, к «Руководству по гидрологическим работам в океанах и морях» [3]. Рассмотрим лишь некоторые вопросы тактики исследований изменчивости океана в соответствии с изложенной выше классификацией.

Для изучения мелкомасштабной изменчивости целесообразно измерять флюктуации полей температуры, скорости звука, электропроводности, оптических свойств и ветровые волны. Здесь не требуется измерений на больших акваториях океана, и статистически значимые ряды могут быть накоплены в течение периодов от нескольких минут до нескольких часов. Изучение мелкомасштабных явлений целесообразно провести в ряде точек океана, типичных в климатическом и динамическом отношении. Для таких исследований удобным средством могут быть «искусственные острова» или «океанографические башни», а также дрейфующие или заякоренные океанографические станции типа «ФЛИП» или обитаемого буя Кусто, имеющие минимальную амплитуду вертикальных колебаний (не более нескольких сантиметров) при штормовом волнении. Основным требованием к аппаратуре для подобных измерений является малоинерционность и малогабаритность датчиков.

Мезомасштабная изменчивость океанологических полей связана с суточным ходом радиационного режима на поверхности океана, приливообразующими силами Луны и Солнца и инерционными колебаниями, зависящими от географической широты. Таким образом, мезомасштабные явления должны изучаться во всех климатических зонах океана. Наиболее рациональным путем изучения мезомасштабных явлений следует признать выполнение многосуточных наблюдений с «искусственных островов» или заякоренных буйковых станций, снабженных измерителями основных гидрологических характеристик. По-видимому, именно для изучения мезомасштабных явлений удобны свободно дрейфующие притопленные поплавки нейтральной плавучести с телеметрией, разработанные Своллоу. Для изучения приливов очень перспективны длительные постановки донных мареографов.

Синоптическая изменчивость океана связана с образованием в нем волн Россби и вихрей с масштабами в десятки и сотни километров. Гидродинамическая неустойчивость течений и влияние рельефа дна приводят к меандрированию течений. Изучение этих явлений требует организации продолжительных измерений (по меньшей мере порядка 3—6 месяцев) на больших площадях океана. Такие измерения целесообразно проводить методом «гидрофизиче-



ских полигонов», т. е. методом постановок на длительное время кустов заякоренных буйковых станций с измерителями течений и температуры. Каждый такой полигон может служить макетом будущей сети стационарных океанографических станций, которая должна обеспечивать непрерывное наблюдение за синоптической изменчивостью океана. Проводившиеся эксперименты такого рода (которые будут описаны в главе 5) и особенно эксперимент на советском гидрофизическом полигоне в 1970 г. в тропической Атлантике показали большую перспективность этого способа изучения синоптической изменчивости океана.

Учитывая трудоемкость и большую стоимость подобного рода океанографических работ, океанологические исследования методом долговременных гидрофизических полигонов должны проводиться избирательно, в различных в климатическом и динамическом отношении районах Мирового океана. К таким районам в первую очередь следует отнести зоны сильных пограничных течений, океанологические фронты, области подъема и опускания вод.

Для изучения сезонной и междугодовой изменчивости физических полей в океане необходимы многолетние наблюдения в постоянных пунктах или районах океанов. Практически здесь применяются выборочные наблюдения с дискретностью порядка месяца или даже 3—6 месяцев, в зависимости от климатической зоны (например, в экваториальной зоне, где годовой ход гидрофизических характеристик невелик, для изучения междугодовой изменчивости считается достаточным иметь наблюдения, выполненные в летний и зимний сезоны). При этом возникает проблема исключения искажающего влияния короткопериодных колебаний. Например, для исключения приливных и инерционных колебаний достаточно ежечасных наблюдений в течение нескольких суток. При производстве измерений на океанографических разрезах исключение короткопериодных возмущений может быть достигнуто специальным размещением станций и горизонтов наблюдений, а также сглаживанием данных, например, по методике, разработанной Кошляковым [4].

Наконец, оценку сезонной и междугодовой изменчивости основных гидрофизических полей (температуры, солености, скорости течения) можно проводить по интегральным характеристикам тепло- и солесодержания вод, определяемым, например, раз в месяц или сезон на океанографических разрезах. Такая методика излагается в работе Корта [5]. Ее преимущество состоит в том, что при расчете интегральных характеристик автоматически исключается влияние мелкомасштабной изменчивости. Кортом [6] был предложен проект изучения междугодовой изменчивости теплового режима Северной Атлантики на базе «стандартных термических разрезов». На рис. 1.4.3 показана схема стандартных термических разрезов, распространенная на весь Мировой океан; в ее основу положены существующие в океанах стандартные разрезы, наблюдения на которых выполняются более или менее систематически, а также дополнительные разрезы, наблюдения на которых следовало бы организовать, чтобы получить достаточно полное представление о



второй стадии ОГСОС, осуществление которой определяется сроками готовности технических средств. Не менее важной проблемой второй стадии ОГСОС является разработка принципов и методов планирования оптимального размещения буйковых океанографических станций. Авторы надеются, что настоящая книга сможет послужить исходной теоретической базой для планирования исследований ОГСОС.

Мы не будем здесь рассматривать используемые в океанологических исследованиях приборы, технические средства и методические приемы, а отошлем читателя, например, к «Руководству по гидрологическим работам в океанах и морях» [3]. Рассмотрим лишь некоторые вопросы тактики исследований изменчивости океана в соответствии с изложенной выше классификацией.

Для изучения мелкомасштабной изменчивости целесообразно измерять флюктуации полей температуры, скорости звука, электропроводности, оптических свойств и ветровые волны. Здесь не требуется измерений на больших акваториях океана, и статистически значимые ряды могут быть накоплены в течение периодов от нескольких минут до нескольких часов. Изучение мелкомасштабных явлений целесообразно провести в ряде точек океана, типичных в климатическом и динамическом отношении. Для таких исследований удобным средством могут быть «искусственные острова» или «океанографические башни», а также дрейфующие или заякоренные океанографические станции типа «ФЛИП» или обитаемого буя Кусто, имеющие минимальную амплитуду вертикальных колебаний (не более нескольких сантиметров) при штормовом волнении. Основным требованием к аппаратуре для подобных измерений является малоинерционность и малогабаритность датчиков.

Мезомасштабная изменчивость океанологических полей связана с суточным ходом радиационного режима на поверхности океана, приливообразующими силами Луны и Солнца и инерционными колебаниями, зависящими от географической широты. Таким образом, мезомасштабные явления должны изучаться во всех климатических зонах океана. Наиболее рациональным путем изучения мезомасштабных явлений следует признать выполнение многосуточных наблюдений с «искусственных островов» или заякоренных буйковых станций, снабженных измерителями основных гидрологических характеристик. По-видимому, именно для изучения мезомасштабных явлений удобны свободно дрейфующие притопленные поплавки нейтральной плавучести с телеметрией, разработанные Своллоу. Для изучения приливов очень перспективны длительные постановки донных мареографов.

Синоптическая изменчивость океана связана с образованием в нем волн Россби и вихрей с масштабами в десятки и сотни километров. Гидродинамическая неустойчивость течений и влияние рельефа дна приводят к меандрированию течений. Изучение этих явлений требует организации продолжительных измерений (по меньшей мере порядка 3—6 месяцев) на больших площадях океана. Такие измерения целесообразно проводить методом «гидрофизиче-



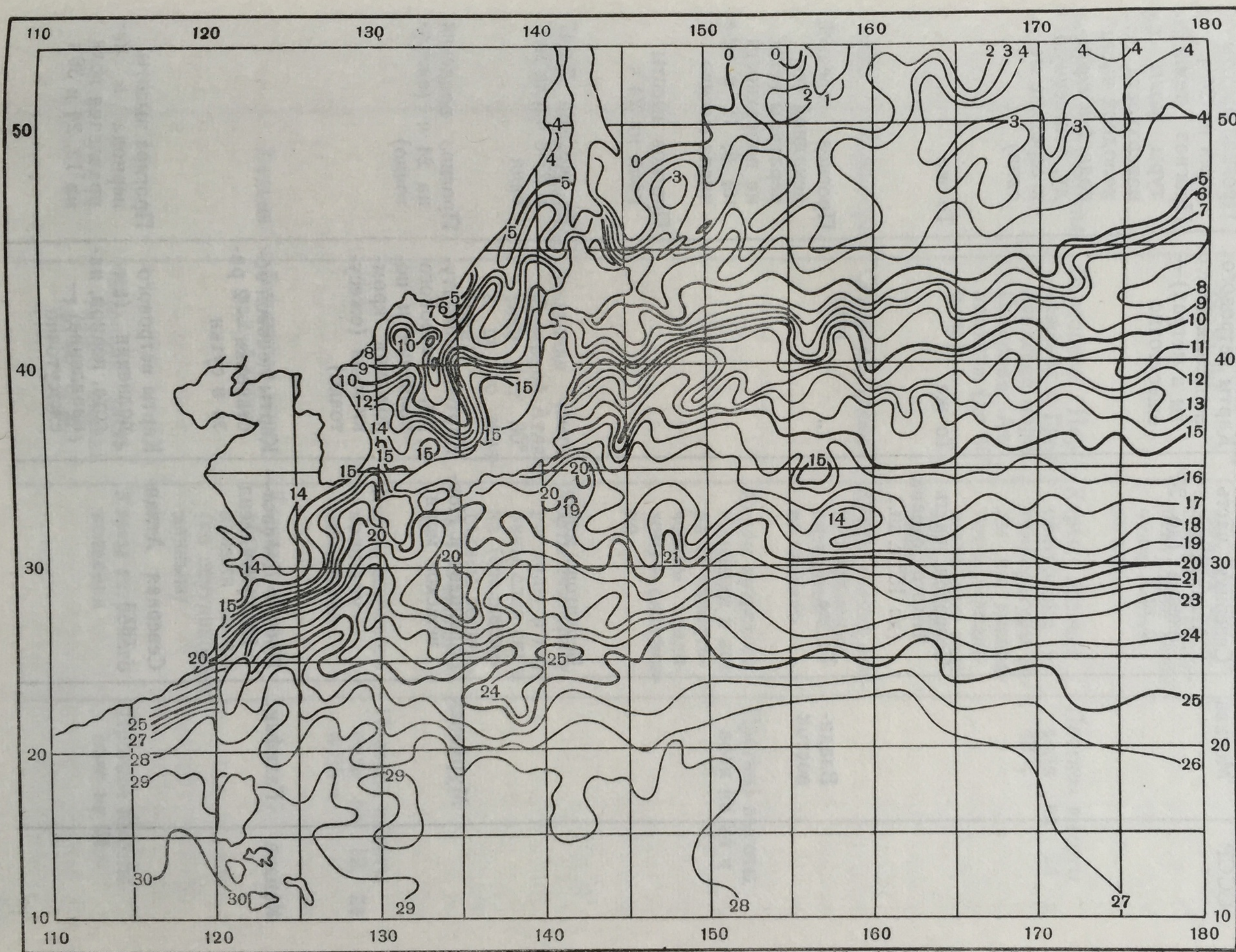


Рис. 1.4.4. Карта средней декадной температуры воды ( $^{\circ}\text{C}$ ) на поверхности океана за период 1—10 мая 1970 г. (по данным Японского метеорологического агентства).



Таблица 1.4.1. Сводка океанографической информации и прогнозов, передаваемых различными странами

Страна	Радиомет-центр	Район оповещения	Вид информации	Прогноз
СССР	Москва	Северная часть Атлантического океана (до 20° с. ш.)	Карты ветрового волнения (высоты в метрах) — ежесуточно	Прогноз высоты волн на 24 ч Прогноз температуры воды на поверхности для холодной части года (на пентаду, отнесенную к середине месяца)
		Северная часть Тихого океана (до 15° с. ш.)	То же	То же
	Владивосток	То же	„	Прогноз средней декадной температуры воды на поверхности на 2, 12 и 22-е числа месяца Прогноз высоты волн на 24 ч
		Берингово море	„	То же, на 7, 17 и 27-е числа месяца
	Мурманск	Баренцево и Норвежское моря	Карты температуры, ветрового волнения и положения кромки льда (ежесуточно)	Прогноз волнения на 24 ч (ежесуточно)
		Северная Атлантика	Карты ветрового волнения (высота, период, направление) — ежесуточно	Прогноз высоты, периода и направления волн на 12, 24 и 36 ч
Канада	Галифакс	Пролив Дейвиса—Ньюфаундленд	Карты ледовой обстановки — 2 раза в сутки	
		Северная Атлантика	Карты ветрового волнения (высота, период, направление) — ежесуточно	Прогноз высоты, периода и направления волн на 12, 24 и 36 ч



Страна	Радиомет-центр	Район оповещения	Вид информации	Прогноз
Англия	Брэкнелл	Северо-западная часть Атлантического океана (30—55° с. ш., 45° з. д.)	Карты температуры воды на поверхности и карты глубины залегания слоя скачка (среднепентадные величины) — ежедневно	Прогноз высоты волн на 24 и 48 ч
		Баренцево, Норвежское и Гренландское моря, Северная Атлантика (до 45° с. ш.)	Карты ледовой обстановки и температуры воды на поверхности (среднепентадные величины) — ежедневно	
ФРГ	Квикборн	Северная Атлантика	Карты границ распространения айсбергов — ежедневно	Прогноз высоты волн на 24 ч
			Карты ветрового волнения и ветра (с синоптическим анализом) — ежедневно	
США	Вашингтон	Западная часть Северной Атлантики (от 30° с. ш. до экватора)	Карты температуры воды и глубины слоя скачка (среднепентадные величины) — ежедневно	Прогноз высоты волн на 12, 24 и 36 ч
	Кадьяк	Берингово море, зал. Аляска	Карты ветрового волнения — ежедневно	
		Северная часть Тихого океана (до 40° с. ш.)	Карты ледовой обстановки и кромки льдов (по спутниковым данным)	Прогноз высоты волн на 24 ч
			Карты ветрового волнения	



Страна	Радиомет-центр	Район оповещения	Вид информации	Прогноз
США	Пирл-Харбор	Центральная часть Тихого океана (от 40° с. ш. до 40° ю. ш.)	Гидрометеорологические навигационные карты (температура, волны, зоны осадков, зоны обледенения самолетов) — ежедневно	Прогноз высоты волн на 24 ч
	Гуам	Юго-западная часть северной половины Тихого океана	Карты температуры воды на поверхности, 200, 400, 800 и 1200 футах глубины; градиентов температуры в слое скачка; ветрового волнения — ежедневно	То же
	Рота	Восточная часть Северной Атлантики	Карты ветрового волнения — ежедневно	Прогноз высоты волн на 12, 24 и 36 ч
Япония	Токио	Средиземное море	То же	То же
		Северо-западная часть Тихого океана	Средние декадные карты температуры воды на поверхности  Океанографические карты (температура, слой скачка, среднемесячные течения) — на 9, 19 и 29-е числа месяца	Прогноз температуры воды для прибрежных районов Японских островов
ЮАР	Претория	Юго-восточная часть Южной Атлантики (от Кейптауна до Гвинейского залива)	Карты температуры воды на поверхности — ежедневно	



с точностью в несколько десятков метров), освещения метеорологической обстановки над океанами (прежде всего телефотографирования облачности, а потому и прослеживания штормов по их облачным системам) и возможности ретрансляции данных измерений с автоматических океанологических буев и станций, ИСЗ в принципе позволяют осуществлять прямые дистанционные измерения ряда важных характеристик океана. Первой такой характеристикой является температура поверхности океана, доступная дистанционному измерению при помощи самолетных или спутниковых радиометров, фиксирующих излучаемую поверхностью океана инфракрасную радиацию (ИК радиацию), например в полосе длин волн 10,5—12,5 м. Опыты спутниковых съемок поля температуры поверхности океана уже дали ряд интересных результатов. В качестве примера на рис. 1.4.5 показана карта температуры поверхности, снятая спутником «Нимбус-2» 27 июля 1966 г. Подобные карты позволяют направлять рыболовные флотилии в места с наибольшими горизонтальными градиентами температуры, где часто скапливаются рыбные косяки. Ежедневные спутниковые съемки температурного поля (а возможно, что будут достаточны только еженедельные или ежедекадные съемки) будут отличным средством для регистрации синоптической изменчивости температур и течений в верхнем слое океана. Аналогично этому, спутниковые наблюдения весьма перспективны для регистрации ледовитости полярных морей.

Правда, ИК радиация не проникает сквозь облака, так что изложенный метод пригоден лишь для акваторий, не закрытых облачностью. Но этого ограничения можно избежать, регистрируя вместо ИК излучения собственное радиоизлучение поверхности океана с длинами волн порядка сантиметров, для которого облака практически прозрачны. Опыты такого рода были проделаны Институтом физики атмосферы АН СССР как с самолета над Каспийским морем [8], так и со спутника «Космос-243» в 1968 г. [9]. Они показали перспективность микроволнового метода, и вместе с тем было обнаружено, что пятна пены, образующиеся на поверхности океана при сильном волнении, обладают повышенным СВЧ радиоизлучением и выглядят на записях СВЧ радиометров как «горячие» пятна, т. е. создают значительные помехи для регистрации температуры на поверхности океана (с другой стороны, эти помехи несут информацию о состоянии волнения, для разработки методов использования которой становятся необходимыми оценки количества пены на поверхности океана с борта судов). Представляется, что разработка этой проблемы является сейчас главной задачей в развитии методов спутниковой океанологии.

Большой интерес представляют возможности прямого измерения морского волнения с помощью ИСЗ. Создание спутниковых радиоальтиметров с дифференциальными точностями порядка нескольких дециметров уже позволит измерять высоты океанских волн вдоль траекторий ИСЗ. Постановка на ИСЗ активных радиолокаторов создаст возможность измерения двумерных спектров волнения, а связь последних (и прежде всего степени их анизотропии



и направления главных осей) с местным ветром в областях развивающегося и развитого волнения позволит оценивать и ветер в приводном слое воздуха, т. е. даст уникальную возможность дистанционного измерения ветра благодаря наличию ветрового волнения на

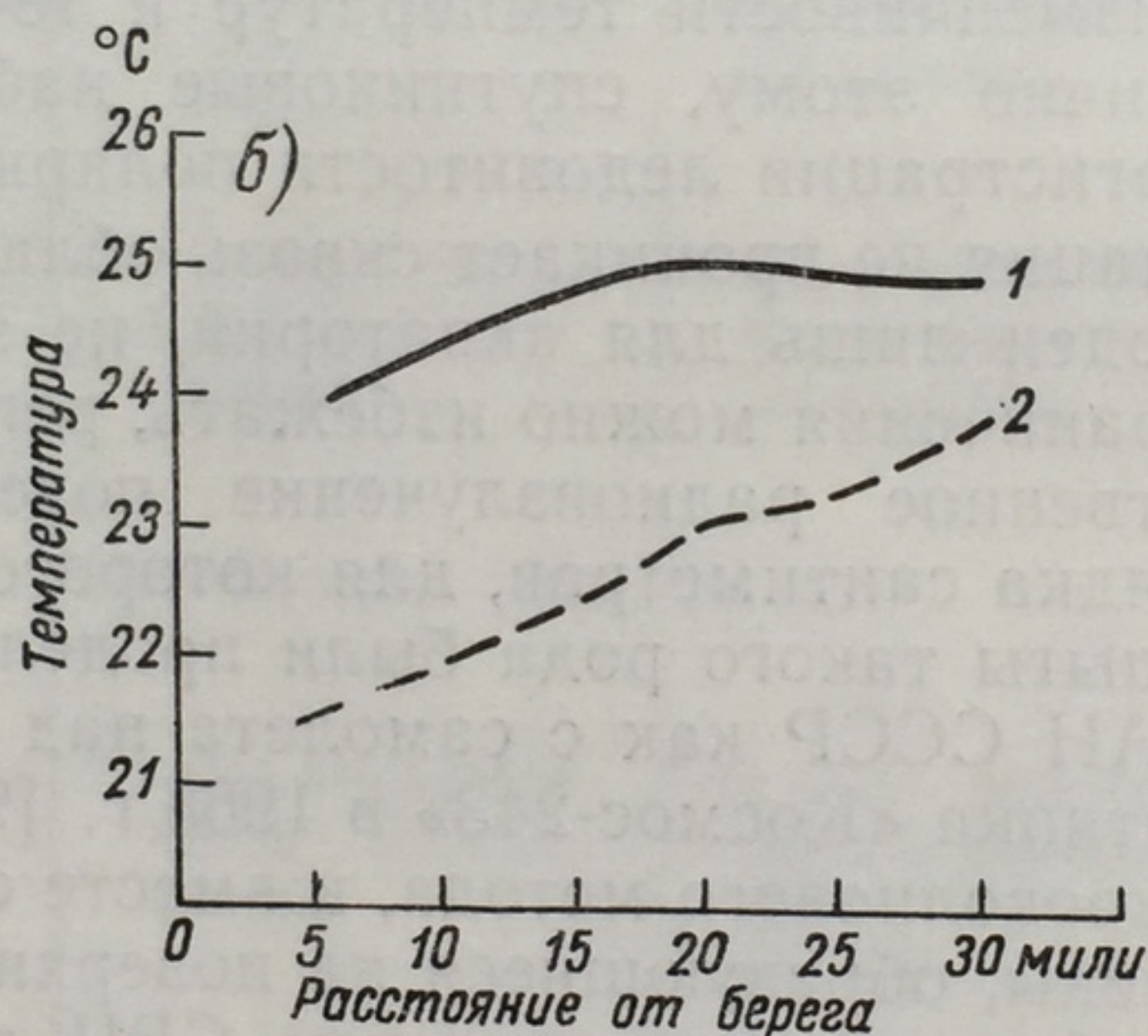
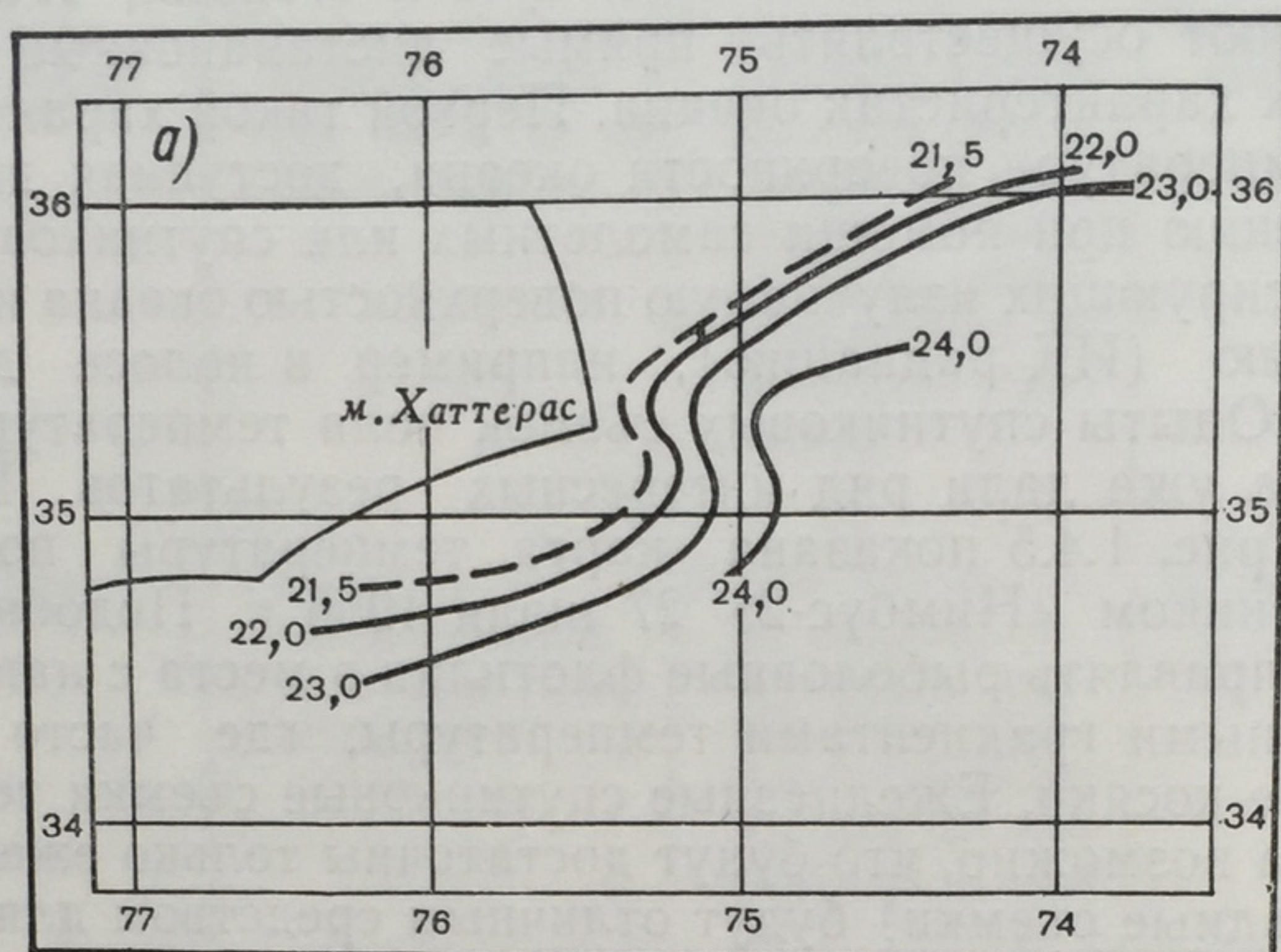


Рис. 1.4.5. Температура ( $^{\circ}\text{C}$ ) поверхности океана в районе Гольфстрима, полученная путем осреднения данных наблюдений со спутника «Нимбус-2» 27 июля 1966 г. (а). Сравнение значений температуры поверхности океана вдоль широты  $35,3^{\circ}$  с., полученных по судовым наблюдениям (1) и спутниковым данным (2) (б).

Рисунок заимствован из работы Вуковича [7].

поверхности океана. Разработка этих методов потребует корреляции спутниковых и судовых измерений волнения, для чего будет необходима также и техника измерения волнения с движущихся судов, которая пока отсутствует.

Предстоит выяснить также возможности спутниковых измерений биологических характеристик океана. Так, легко регистрируемый с ИСЗ цвет моря (а подробнее, спектр рассеянного толщей океана



видимого света) определяется главным образом содержащейся в верхнем слое океана взвесью и прежде всего фитопланктоном, придающим водам зеленый оттенок. Поэтому надо выяснить корреляцию между цветом моря и концентрацией фитопланктона. Возможно, что будут успешными и тонкие спектральные спутниковые измерения в линиях поглощения хлорофилла и других фотосинтетически активных пигментов фитопланктона. Не исключены аналогичные возможности и для спутниковой регистрации пленок биологического и иного происхождения на поверхности океана.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Stommel H. Some thoughts about planning the Kuroshio survey.— In: Proceedings of Symposium on the Kuroshio, Tokyo, 1963, p. 22—33.
2. Сабинин К. Д. О выборе соответствия между периодичностью измерений и инерционностью прибора.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1967, т. 3, № 5, с. 473—480.
3. Руководство по гидрологическим работам в океанах и морях. Л., Гидрометеиздат, 1967.
4. Кошляков М. Н. Сглаживание результатов океанографических наблюдений.— «Океанология», 1964, т. 4, вып. 3, с. 488—496.
5. Корт В. Г. О роли адвекции тепла морскими течениями в крупномасштабном взаимодействии океана и атмосферы.— «ДАН СССР», 1968, т. 182, № 5, с. 1059—1062.
6. Kort V. G. An international project for Studying North Atlantic dynamics and hydrology.— „Proc. Scor.“, 1967, vol. 3, No. 1, p. 48—54.
7. Vukovich F. M. Detailed sea-surface temperature analysis utilizing Nimbus HRIR data.— „Monthly Weather Review“, 1971, vol. 99, No. 11, p. 812—817.
8. Гурвич А. С., Егоров С. Т. Определение температуры поверхности моря по ее тепловому радиоизлучению.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1966, т. 2, № 3, с. 305—307.
9. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Определение геофизических параметров по измерениям теплового радиоизлучения на ИСЗ «Космос-243». — «ДАН СССР», 1969, т. 188, № 6, с. 1273—1276.



## 2

### ГЛАВА

## ЦИРКУЛЯЦИЯ МИРОВОГО ОКЕАНА

Мгновенное состояние Мирового океана, характеризующее совокупностью океанологических полей, перечисленных в § 1.3, можно представить в виде суммы среднемноголетнего состояния (квазистационарная часть, изменения которой во времени, имеющие периоды в десятки лет и более, можно назвать климатическими) и отклонений от него, создаваемых короткопериодными нестационарными процессами (типы 1—5 по классификации раздела 1.3). Мгновенные состояния океана гораздо более похожи на его среднемноголетнее состояние, чем это имеет место для атмосферы Земли (другими словами, суммарная относительная интенсивность короткопериодных нестационарных процессов в океане меньше, чем в атмосфере, так как инерция океана больше).

Действительно, мгновенные состояния атмосферы, отражаемые, например, на ежедневных синоптических картах, мало похожи на среднемноголетнюю картину ее глобальной циркуляции (содержащую несколько вялых ячеек, или «колес» циркуляции, в меридиональных разрезах). В океане же всегда существует одна и та же глобальная система главных течений с относительно мало меняющимися географическим распределением и интенсивностью. Поэтому квазистационарная часть состояния Мирового океана, изображаемая на картах атласов океанов, дает неплохое представление и о мгновенных состояниях его глобальной циркуляции. В настоящей главе мы опишем квазистационарное состояние общей циркуляции Мирового океана как фон, на котором развиваются короткопериодные нестационарные процессы.

**Размеры и форма океана.** С гидродинамической точки зрения Мировой океан — это прежде всего бассейн со сложными границами, заполненный большой массой соленой воды. Эта масса равна  $1,370323 \cdot 10^{24}$  г, она в 258 раз больше, чем масса атмосферы (отметим, что в ледниках на суше содержится  $2,9 \cdot 10^{22}$  г льда; если бы его растопить, то уровень океана повысился бы на 80 м). Площадь поверхности Мирового океана равна  $3,61059 \cdot 10^8$  км<sup>2</sup> — она составляет 70,8% поверхности Земли. Средняя глубина Мирового океана 3795 м; максимальная глубина 11 022 м обнаружена в Марианском желобе судном «Витязь» в 1957 г.



Мировой океан несколько условно делят на четыре части: Тихий океан (52,8% массы и 49,8% площади Мирового океана, средняя глубина 4028 м), Атлантический океан (24,7% массы и 25,9% площади Мирового океана, средняя глубина 3627 м), Индийский океан (21,3% массы и 20,7% площади Мирового океана, средняя глубина 3897 м) и Северный Ледовитый океан (1,2% массы и 3,6% площади Мирового океана, средняя глубина 1296 м); детали см. в статье В. Н. Степанова [1] (здесь к океанам отнесены соответствующие секторы Антарктики, а также и прибрежные моря, составляющие в сумме 3% массы и 10% площади Мирового океана; Средиземное, Черное и Каспийское моря отнесены к Атлантическому океану). Соединяющее с юга Тихий, Атлантический и Индийский океаны Антарктическое водное кольцо иногда называют Антарктическим, или Южным, океаном; Северный Ледовитый океан иногда включают в Атлантический океан в качестве Арктического средиземного моря. С гидродинамической точки зрения целесообразно дальнейшее деление океанов на котловины, разделяемые возвышенностями на океанском дне (в первую очередь срединно-океаническими хребтами), которые нарушают непрерывность глубинной циркуляции воды. Некоторым аналогом глубинной циркуляции вод в котловинах океана может быть циркуляция атмосферы на Марсе, на котором (по данным о количестве поглощающего радиацию  $\text{CO}_2$  в вертикальных столбах атмосферы) обнаружены перепады высот рельефа до 15 км, так что основная масса его тонкой атмосферы, по-видимому, сосредоточена в отдельных котловинах.

**Уровень моря.** Поверхность океана образует, вообще говоря, *геоид* — фигуру, определяемую равновесием между силами притяжения всех масс Земли и центробежными силами, создаваемыми ее вращением. Однако на геоид налагаются систематические аномалии (периодические аномалии — приливы — в среднемноголетнюю фигуру, конечно, не входят), создаваемые как сгонно-нагонным действием систематических ветров у поверхности океана, так и систематическими разностями атмосферного давления и разностями между количествами испаряющейся влаги и осадков на различных акваториях океана, имеющими порядок нескольких дециметров воды в год. На рис. 2.1 приведена карта разностей осадков и испарения на океанах, построенная по данным [2] (замечим, однако, что имеющиеся данные об обеих этих величинах еще недостаточно достоверны — вероятно, занижены, так как количество осадков систематически измеряется лишь на некоторых островах и крайне немногочисленных кораблях погоды, а скорость испарения на океанах до настоящего времени вообще не измерялась, а лишь вычислялась по метеорологическим характеристикам при помощи весьма мало надежных формул).

На рис. 2.2 приведена так называемая динамическая карта топографии поверхности океана, по Буркову, Булатову и Нейману [3], которую можно приближенно интерпретировать как карту среднемноголетних отклонений уровня океана от геоида (о методе построения динамических карт будет сказано в этой главе ниже).

**Циркуляция ветрового происхождения.** Океан получает количество движения (и кинетическую энергию) прежде всего непосредственно от атмосферы благодаря трению ветра на поверхности океана (напряжение трения  $\tau$  имеет порядок 1 дин/см<sup>2</sup>, скорость

трения в воде  $u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \sim 1$  см/с). Это количество движения передается как чисто дрейфовым течениям в верхнем слое океана, так



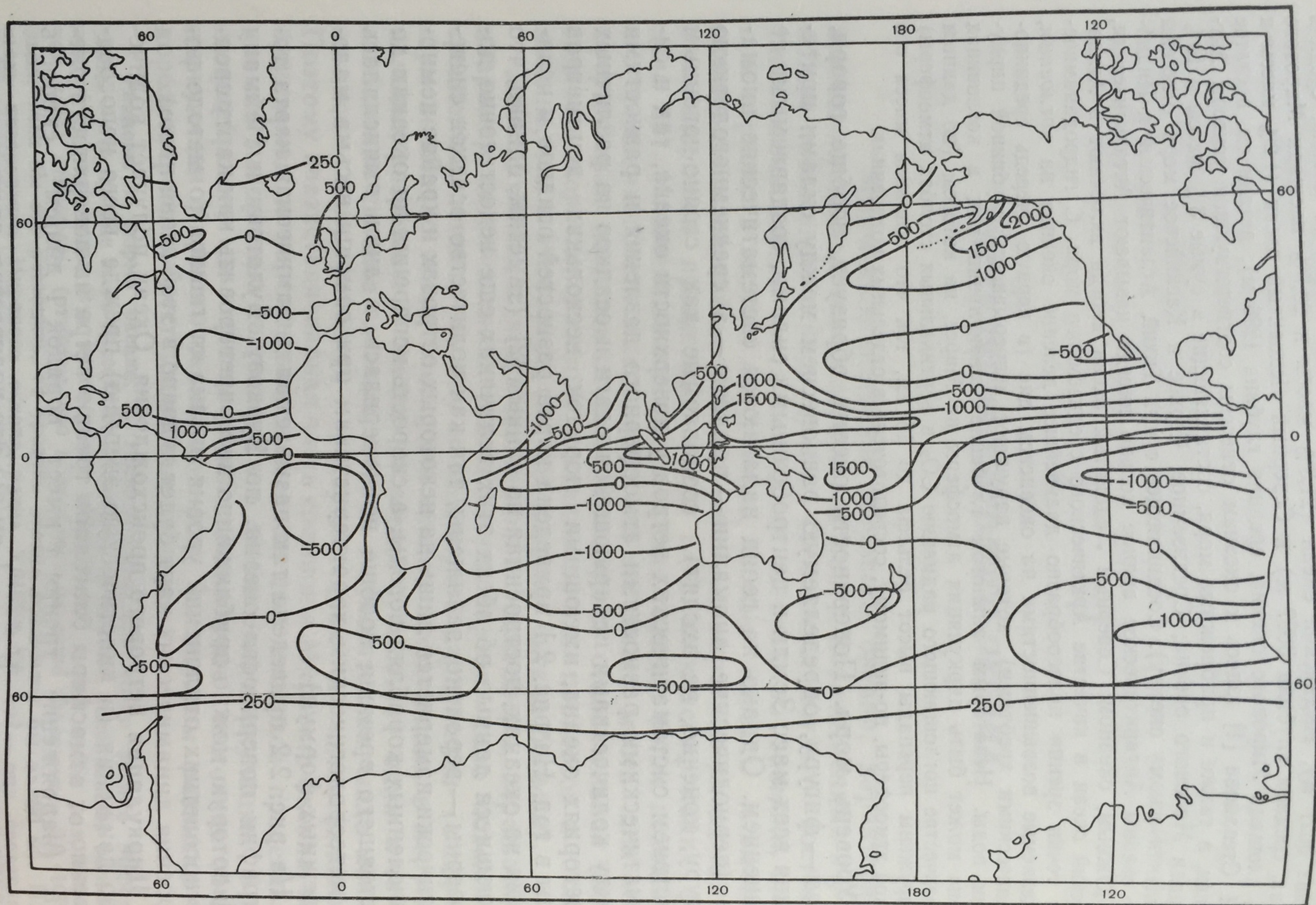
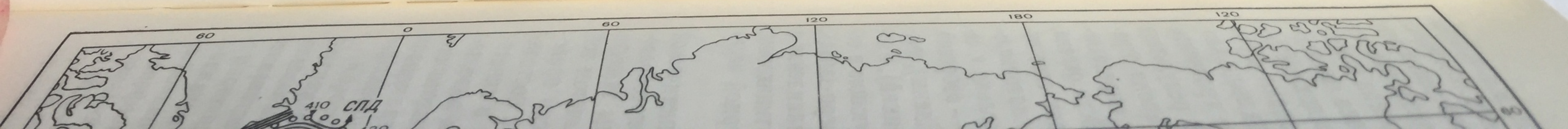


Рис. 2.1. Разности испарения и осадков (мм/год) на океанах, по данным атласа [2].





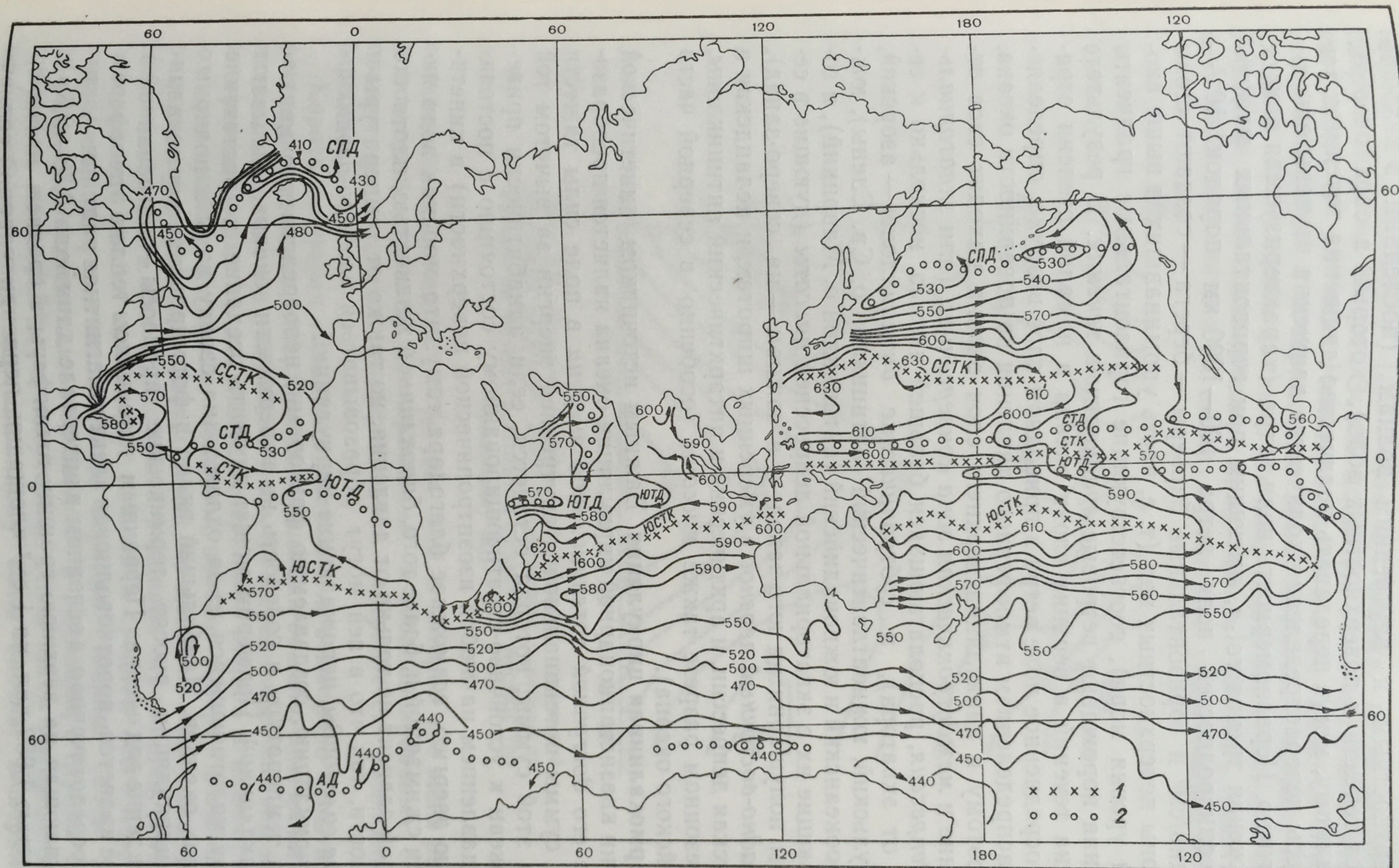


Рис. 2.2. Динамическая топография поверхности океана (относительно нулевой поверхности 1500 дбар) [3].

1 — линии конвергенции, 2 — линии дивергенции. Дивергенция: СПД — субполярная, СТД — северная тропическая, ЮТД — южная тропическая, АД — антарктическая. Конвергенция: ССТК — северная субтропическая, ЮСТК — южная субтропическая.



и поверхностным и внутренним волнам (последним в какой-то мере от течений и поверхностных волн), которые в свою очередь, по-видимому, могут передавать количество движения течениям; эти процессы перераспределения количества движения изучены еще недостаточно. Неравномерность поля ветра (характеризуемая вихрем напряжения трения  $\text{rot}_z \tau$ , имеющим при горизонтальных масштабах неоднородностей поля ветра 100—1000 км порядок  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  дин/см<sup>3</sup> и горизонтальные барьеры — берега — создают сгоны и нагоны поверхностных вод (т. е. часть упоминавшихся выше аномалий уровня моря), соответствующие горизонтальные градиенты давления порождают ветровые *градиентные течения*. В результате картина течений в верхних слоях океана в немалой степени отражает осредненное поле ветра в приводном слое воздуха, определяемое распределением атмосферного давления на поверхности океана.

Поэтому в циркуляции верхнего слоя океана находят свое отражение и *междутропическая зона конвергенции* (или *экваториальная депрессия*, располагающаяся большей частью несколько к северу от экватора), и *субтропические антициклоны* — азорский, гонолульский, южноатлантический (антициклон о. Св. Елены), южнотихоокеанский и южноиндийский (антициклон о. Маврикий), и соединяющие их с экваториальной депрессией *пассаты* (дующие в северном полушарии на юго-запад и в южном — на северо-запад), и *западно-восточный перенос* в умеренных широтах, и исландская и алеутская депрессии, и арктический и антарктический антициклоны, а в сезонном разрезе также *муссоны* (особенно в северной части Индийского океана).

**Термохалинная циркуляция.** Важным источником кинетической энергии квазистационарной циркуляции океана является преобразование его *доступной потенциальной энергии* в поле силы тяжести (т. е. суммы потенциальной и внутренней энергии за вычетом той части этой суммы, которая останется, если адиабатически привести океан к устойчиво-стратифицированному состоянию с постоянным давлением на любой изоэнтропической поверхности) в кинетическую энергию, возможное благодаря тому, что морская вода является сжимаемой и, более того, *бароклинной* жидкостью, плотность которой зависит не только от давления, но также от температуры и солености, так что в ней могут образовываться *изобаро-изопикнические солениды*, порождающие циркуляцию.

Циркуляцию, создаваемую факторами, непосредственно меняющими температуру и соленость на поверхности океана, называют *термохалинной*. Примером может служить оседание и растекание по дну уплотняющейся из-за охлаждения сверху воды в полярных районах океанов. Наибольший вклад в формирование термохалинной циркуляции вносят термические процессы — нагревание и охлаждение вод океана. Первичным источником тепла в атмосфере и океане является коротковолновая электромагнитная радиация Солнца (сосредоточенная в основном в интервале длин волн 0,38—2,5  $\mu$ ), поступающая на верхнюю границу атмосферы в среднем за год со скоростью 1,952 кал. на 1 см<sup>2</sup> площадки, перпендикулярной солнеч-



ным лучам, в минуту (солнечная постоянная, по американской шкале); в сумме по всей Земле мощность этого источника энергии составляет  $1,8 \cdot 10^{14}$  кВт. Некоторая доля  $\alpha$  этой радиации отражается атмосферой и поверхностью Земли обратно в космос; по последним спутниковым данным, эта доля (альбедо) составляет около 27% (еще недавно климатологи принимали  $\alpha \sim 35 \div 40\%$ , так что теперь надо увеличить в их схемах количество усваиваемого Землей

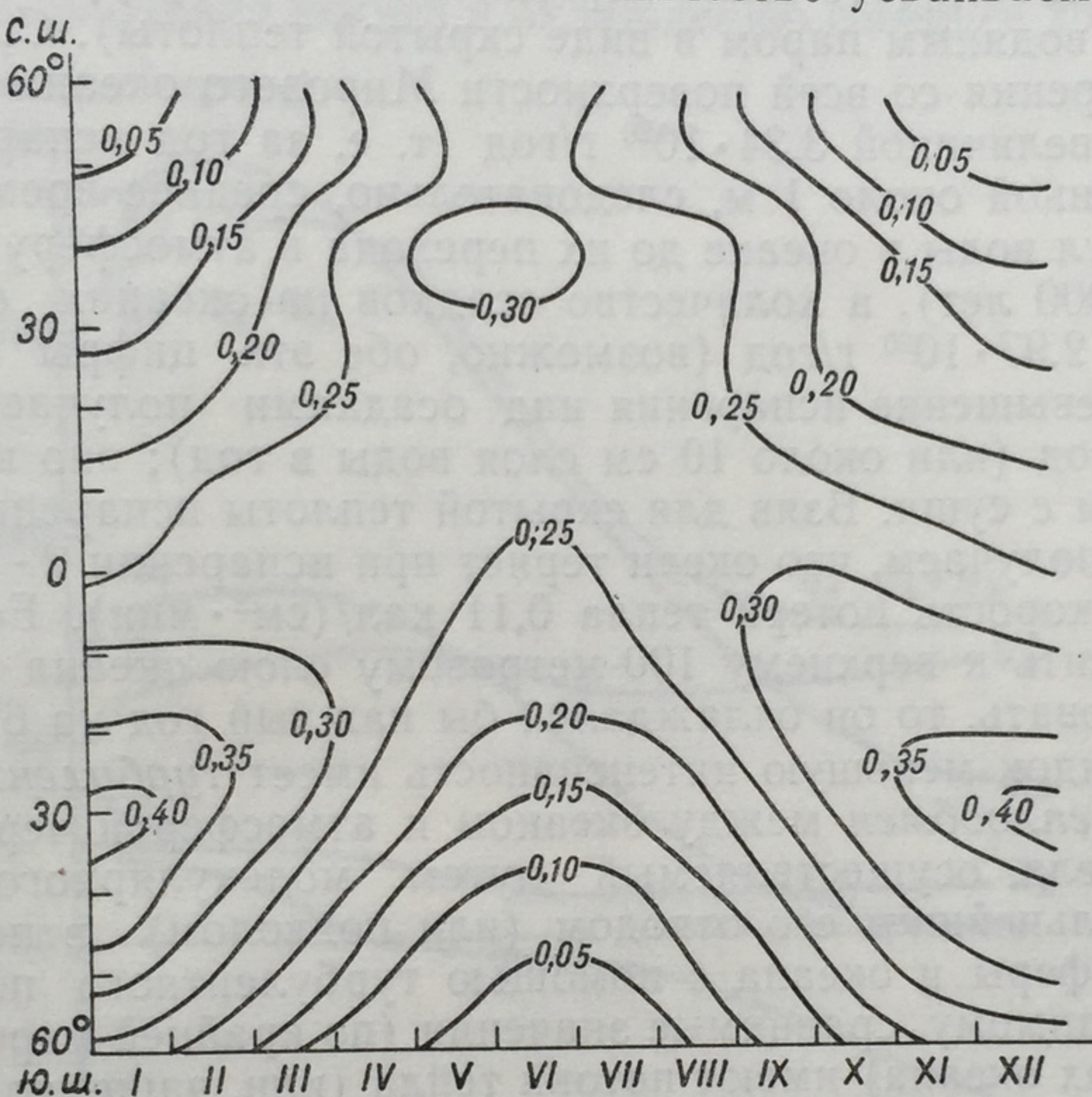


Рис. 2.3. Суммы прямой и рассеянной солнечной радиации [кал/(см<sup>2</sup>·мин)], достигающей поверхности океана на разных широтах в различные месяцы (по Маклеллану [4]).

солнечного тепла на 12—22%; для схем, в которых все виды расходов энергии оценены не независимо, а «сбалансированы» с помощью подгоночных коэффициентов, потребуется радикальный пересчет).

Коротковолновая солнечная радиация в атмосфере испытывает рассеяние и поглощение, и лишь небольшая ее доля, разная на различных широтах и в различные годы, но в среднемноголетнем нигде не превышающая  $1/4$ , достигает поверхности океана в виде прямой и рассеянной (в несколько меньшем, вообще говоря, количестве) радиации (см. рис. 2.3, построенный по данным Маклеллана [4]). Небольшая часть этой приходящей радиации отражается (альбедо поверхности океана принимают равным в среднем всего 8%), основная же ее часть поглощается верхним тонким слоем воды (в метровом слое поглощается около 60% радиации, а глубже 100 м проникает менее 0,5%), и получаемое тепло затем распределяется по всему верхнему перемешанному слою океана. Поверхность



океана излучает в атмосферу тепло в виде длинноволновой электромагнитной радиации (в основном в интервале длин волн 5—20  $\mu$ ) и в свою очередь принимает длинноволновое противоизлучение атмосферы; разность собственного излучения и противоизлучения называют эффективным излучением.

Большое количество тепла океан теряет при испарении воды с его поверхности (это тепло передается в атмосферу вместе с образующимся водяным паром в виде скрытой теплоты). Среднюю скорость испарения со всей поверхности Мирового океана Рудлов [5] оценивает величиной  $3,34 \cdot 10^{20}$  г/год (т. е. за год испаряется слой воды толщиной около 1 м, следовательно, среднее время пребывания молекул воды в океане до их перехода в атмосферу получается порядка 4000 лет), а количество осадков на океанах оценивается величиной  $2,97 \cdot 10^{20}$  г/год (возможно, обе эти цифры занижены), так что превышение испарения над осадками получается равным  $3,7 \cdot 10^{19}$  г/год (или около 10 см слоя воды в год); оно компенсируется стоком с суши. Взяв для скрытой теплоты испарения значение 600 кал/г, получаем, что океан теряет при испарении  $2 \cdot 10^{23}$  кал/год (средняя скорость потери тепла 0,11 кал/(см<sup>2</sup>·мин). Если эту потерю относить к верхнему 100-метровому слою океана и ничем не компенсировать, то он охлаждался бы каждый год на 6°С.

На порядок меньшую интенсивность имеет *турбулентный (контактный) теплообмен* между океаном и атмосферой через поверхность раздела, осуществляемый путем молекулярного переноса тепла с дальнейшим его отводом (или подводом) в пограничные слои атмосферы и океана с помощью турбулентного перемешивания. По-видимому, сравнимые значения (по крайней мере, в некоторых районах океана) имеют потоки тепла (или, чаще, холода), приносимого в океан выпадающими на его поверхность осадками. Тепло, выделяющееся при диссипации кинетической энергии движений, в океане заметной роли не играет. Надежных оценок средней скорости диссипации кинетической энергии в единице массы  $\varepsilon$  для океана пока нет, но для сравнений можно использовать астрономическую оценку скорости диссипации энергии приливов  $2,76 \times 10^{19}$  эрг/с  $\approx 2 \cdot 10^{19}$  кал/год, которой соответствует  $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> (получаемая умножением на массу Мирового океана и делением на его площадь), или поток тепла всего 5,5 кал/(см<sup>2</sup>·год)  $\approx 1,1 \times 10^{-5}$  кал/(см<sup>2</sup>·мин) [зато в атмосфере  $\varepsilon \sim 5$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>, чему соответствует поток тепла  $4 \cdot 10^3$  кал/(см<sup>2</sup>·год)  $\approx 0,8 \cdot 10^{-2}$  кал/(см<sup>2</sup>·мин), который уже может быть сравним со среднегодовыми значениями некоторых более интенсивных, но знакопеременных потоков тепла]. Геотермический поток тепла на дне океана, имеющий значения порядка  $10^{-4}$  кал/(см<sup>2</sup>·мин), может, вероятно, играть лишь небольшую локальную роль. По-видимому, невелики и тепловые эффекты химических процессов в морской воде. Наконец, упомянем локальные тепловые эффекты льдообразования и таяния льда в полярных районах океана.

Если коротковолновая солнечная радиация нагревает океан, то, по Альбрехту [6], испарение, эффективное излучение и контактный



теплообмен в среднем приводят к его охлаждению (и находятся в соотношении 51:42:7, хотя относительная роль испарения, возможно, здесь занижена). Однако эти три потока тепла меняются по акваториям океана и сезонам года и иногда даже могут менять знаки. Средние по долготам и году значения основных видов потоков тепла на поверхности океана в северном полушарии указаны на рис. 2.4 (по Дефанту [7]), из которого видно, что их сумма приводит к нагреву океана южнее и охлаждению севернее 25° с. ш.; эта

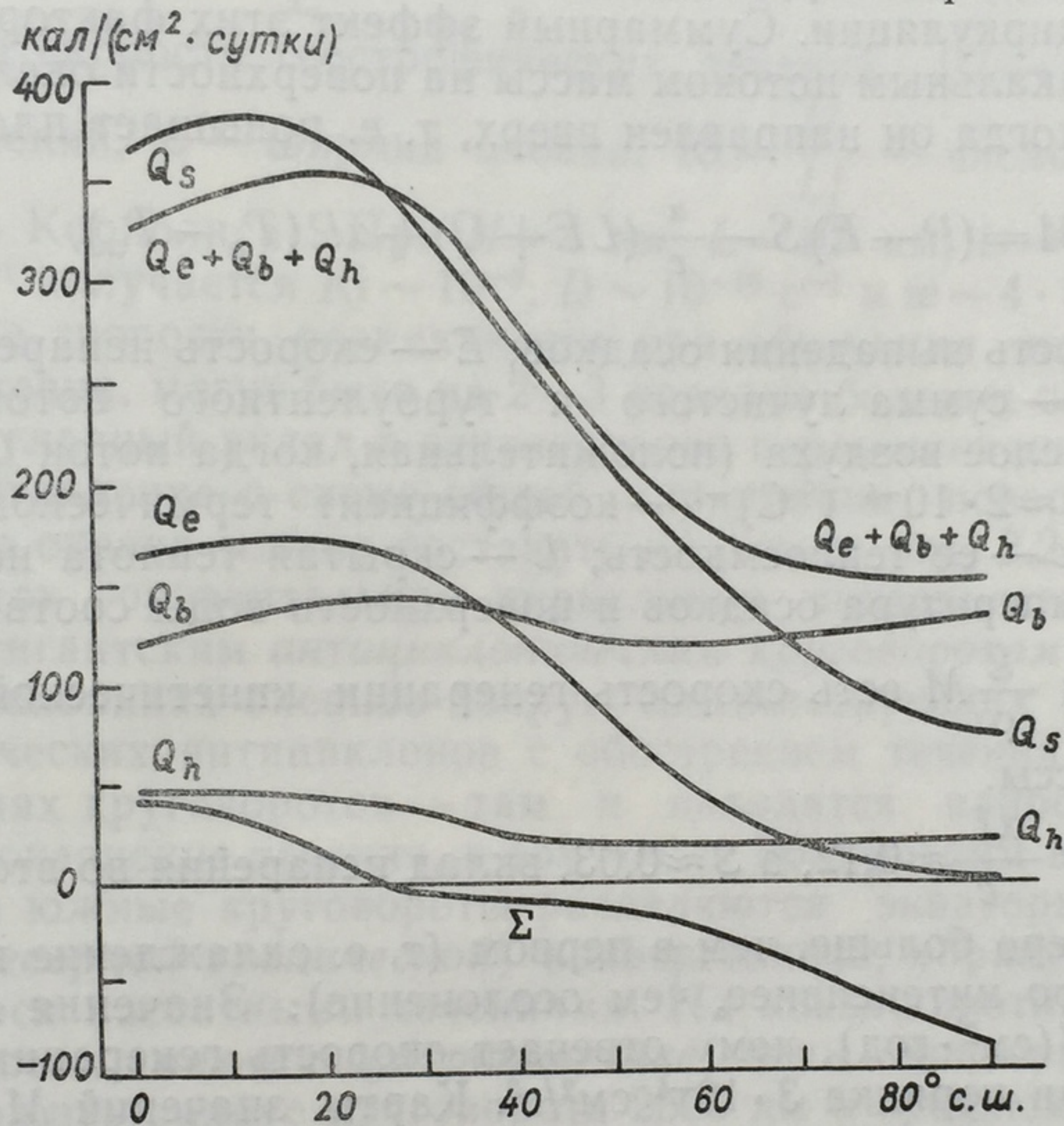


Рис. 2.4. Широтные изменения средних годовых потоков тепла (по Дефанту [7]).

$Q_s$  — поток прямой и рассеянной коротковолновой солнечной радиации,  $Q_e$  — поток скрытой теплоты,  $Q_b$  — эффективное излучение,  $Q_h$  — турбулентный (контактный) поток тепла,  $\Sigma$  — результирующий приход тепла.

разность должна компенсироваться переносом тепла в меридиональных циркуляциях воды.

Меньший, вообще говоря, чем термические процессы, вклад в порождение термохалинных циркуляций вносят процессы изменения солености вод океана. Средняя соленость равна 34,72‰ [главными катионами являются  $\text{Na}^+$  (10,76‰),  $\text{Mg}^{2+}$  (1,30‰),  $\text{Ca}^{2+}$  (0,41‰),  $\text{K}^+$  (0,39‰) и  $\text{Sr}^{2+}$  (0,01‰), главными анионами  $\text{Cl}^-$  (19,35‰),  $\text{SO}_4^{2-}$  (2,70‰),  $\text{HCO}_3^-$  (0,14‰),  $\text{Br}^-$  (0,07‰) и  $\text{CO}_3^{2-}$  (0,07‰)]. Наиболее интенсивные процессы изменения солености — это осолонение верхнего слоя океана при испарении воды с его поверхности, освобождающем по всему Мировому океану более  $10^{13}$  т соли в год (лишь малая ее доля переходит в атмосферу с брызгами воды) и



опреснение при выпадении осадков и выносе (на порядок меньше и локально) в океан пресной воды реками, компенсирующем суммарное осолонение океана из-за среднего превышения испарения над осадками.

Уплотнение (или понижение плотности) поверхностных вод при их охлаждении (или нагревании) и осолонении (или распреснении) благодаря действию архимедовых сил приводит к опусканию воды (или, наоборот, подъему), создавая тем самым первопричину термохалинной циркуляции. Суммарный эффект этих факторов можно описать вертикальным потоком массы на поверхности океана (положительным, когда он направлен вверх, т. е. повышает плавучесть):

$$M = (P - E)S - \frac{\alpha}{c}(LE + Q) + \alpha P(T_p - T_w), \quad (2.1)$$

где  $P$  — скорость выпадения осадков;  $E$  — скорость испарения;  $S$  — соленость;  $Q$  — сумма лучистого и турбулентного потоков тепла в приводном слое воздуха (положительная, когда поток  $Q$  направлен вверх);  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-4} (\text{°C})^{-1}$  — коэффициент термического расширения воды;  $c$  — ее теплоемкость;  $L$  — скрытая теплота испарения;  $T_p$  и  $T_w$  — температура осадков и поверхности воды соответственно

[8]. При этом  $\frac{g}{\rho}M$  есть скорость генерации кинетической энергии в единице массы.

Поскольку  $\frac{\alpha L}{c} \approx 0,12$ , а  $S \approx 0,03$ , вклад испарения во втором слагаемом вчетверо больше, чем в первом (т. е. охлаждение при испарении вчетверо интенсивнее, чем осолонение). Значения  $M$  имеют порядок  $10 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{год})$ , чему отвечает скорость генерации кинетической энергии порядка  $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}^3$ . Карты значений  $M$  для Мирового океана пока, к сожалению, не составлялись (карту значений  $P - E$  см. на рис. 2.1).

**Общая циркуляция.** В поле ветровых (чисто дрейфовых и градиентных) и термохалинных течений в верхнем слое океана можно выделить зоны *дивергенции* — сгона, или расхождения, поверхностных вод (как в открытом океане, так и у берегов, где преобладающий ветер дует с суши) — и зоны *конвергенции* — нагона, или схождения, поверхностных вод (в открытом океане и у берегов, где преобладающий ветер дует с океана). В зонах дивергенции происходит *подъем* (upwelling) глубинных холодных вод, занимающих место ушедшей в стороны поверхностной воды; благодаря повышенной плотности глубинных вод подъем глубинных вод способствует поддержанию пониженного уровня моря в зонах дивергенции. Наоборот, в зонах конвергенции происходит опускание (downwelling) сталкивающихся теплых поверхностных вод (опускание иной, термохалинной природы происходит также в областях уплотнения — охлаждения или осолонения — поверхностных вод); при пониженной плотности поверхностных вод опускание их в зонах конвергенции вносит вклад в поддержание в них повышенного уровня моря.



Таким образом, динамические факторы (горизонтальная дивергенция или конвергенция течений) порождают в океане крупномасштабные вертикальные движения, иногда даже более интенсивные, чем движения термохалинного происхождения. Их типичную скорость можно оценить [9] по формуле  $\omega \sim HD \sim \frac{H}{L} UK_i$ , где  $H$  — толщина океана, а  $D \sim \frac{U}{L} K_i$  — типичная величина горизонтальной дивергенции скорости геострофических течений ( $U$  — типичная скорость течений,  $L$  — ширина океана,  $K_i = \frac{U}{Lf}$  — число Кибеля,  $f$  — параметр Кориолиса). При  $H = 4$  км,  $L = 10^3$  км,  $U = 10$  см/с и  $f \sim 10^{-4}$  с<sup>-1</sup> получается  $K_i \sim 10^{-3}$ ,  $D \sim 10^{-10}$  с<sup>-1</sup> и  $\omega \sim 4 \cdot 10^{-5}$  см/с. Вертикальные скорости, возникающие при обтекании возвышенностей на дне океана, могут быть на 2—3 порядка больше; они, возможно, и вносят главный вклад в вертикальное перемешивание океана.

Представление о схеме общей циркуляции поверхностных вод Мирового океана можно составить на основе рис. 2.2. В самых общих чертах горизонтальная циркуляция поверхностных вод сводится к гигантским *антициклоническим круговоротам* в северных и южных половинах океанов вокруг соответствующих атмосферных субтропических антициклонов с обострением течений на западных перифериях круговоротов — там и находятся наиболее сильные главные океанские течения, в том числе Гольфстрим и Куро시오; северные и южные круговороты разделяются экваториальной (или, точнее, *северной тропической*) конвергенцией, образуемой сталкивающимися пассатными течениями. На квазиширотных осях этих круговоротов имеются *субтропические* зоны конвергенции. Если предположить радиус круговорота 2500 км и среднюю скорость течения по его периферии 10 см/с, то период круговорота получается равным 5 годам (отметим, что по дрейфу отмеченных льдин период круговорота в Арктике определен в 4 года); таким образом, в циркуляции океана имеются естественные периоды порядка нескольких лет (скажем, 3—10 лет).

Далее, имеются дополнительные циркуляционные звенья, из которых крупнейшими являются *циклонические круговороты* вокруг Антарктики и в районах исландской и алеутской атмосферных депрессий, которые отделены от гигантских антициклонических круговоротов *полярными океанскими фронтами*. Между экваториальной конвергенцией и гигантскими антициклоническими круговоротами существуют еще *тропические* зоны дивергенции. На полярных перифериях циклонических круговоротов местами намечаются *полярные* конвергенции. Отметим, что рис. 2.2 — это только схема; реальные карты течений, построенные по фактическим данным, оказываются, конечно, заметно сложнее.

**Гидрологическая изученность океана.** Основные фактические данные о гидродинамических параметрах Мирового океана были накоплены методом гидрологических станций, на которых при помощи батометров брались пробы воды



с разных глубин, что позволяло определять распределение температуры и солености по глубине, а следовательно, и распределение плотности и по нему строить карты абсолютной и относительной топографии изобарических поверхностей (динамические карты), по которым можно оценивать геострофические течения. Отметим, что из-за незнания истинного рельефа поверхности океана при построении динамических карт используется гипотеза о том, что некоторая изобарическая поверхность  $p=p_0$  на большой глубине в океане (так называемая нулевая поверхность) строго горизонтальна, т. е. в каждой своей точке перпендикулярна местному направлению силы тяжести. От нее и отсчитываются высоты других изобарических поверхностей  $p=\text{const}$ , в том числе и свободной поверхности океана (соответствующей постоянному атмосферному давлению  $p=p_a$ ). Ясно, что гипотеза о существовании нулевой поверхности может выполняться лишь приблизительно и выбор этой поверхности практически несколько произволен, что ограничивает значение динамического метода оценки течений (кроме того, обычно здесь оценивается лишь геострофическая составляющая течений).

За всю историю изучения океанов в Атлантическом океане выполнено около 100 000 гидрологических станций, в Тихом океане — около 70 000 и в Индийском океане — всего около 7000. Эти станции распределены по акваториям океанов крайне неравномерно: большинство их сосредоточено в северных частях океанов, да и там они выполнялись в основном в районах, более близких к берегам. Кроме того, на большинстве станций достигались лишь небольшие глубины — до 500—1000 м. Наконец, эти станции распределены крайне неравномерно и во времени (в том числе и по сезонам года); в некоторых пятиградусных квадратах акваторий океанов гидрологические станции были выполнены лишь несколько, а то и один раз; ясно, что такие данные совершенно недостаточны для изучения синоптической, а на больших акваториях также сезонной и междугодичной изменчивости океана. Но они все же позволяют получить некоторое представление о глобальной квазистационарной циркуляции Мирового океана, хотя ряд ее деталей выясняется, конечно, недостаточно достоверно.

Еще много скуднее количество прямых инструментальных измерений течений при помощи буйковых постановок самописцев течений (обычно 1—2-суточных): оно составляет всего около 550 постановок суммарной продолжительностью 1100 суток. Единичные измерения производились также электромагнитными измерителями течений (ЭМИТ). Наконец, накоплен ряд данных по дрейфу судов и «бутылочной почте», позволяющих, хотя и очень грубо, оценивать течения на поверхности океана. При этой скудности прямых измерений (и ограниченности косвенного динамического метода) неудивительно, что еще продолжают открываться новые системы океанских течений. Так, лишь в 50—60-х годах текущего столетия были открыты мощные глубинные экваториальные противотечения (направленные на восток, т. е. против поверхностных пассатных течений); совсем недавно открыто очень длинное Антило-Гвианское противотечение на западной периферии Саргассова моря. Измерения последних лет обнаруживают сложную структуру главных течений, нередко состоящих из узких струй противоположных направлений (что пока еще не находит теоретического объяснения).

**Стратификация океана.** В противоположность атмосфере, океан нагревается сверху, и температура в нем в среднем уменьшается с глубиной, так что термическая стратификация, как правило, оказывается весьма устойчивой.

Верхний слой океана толщиной порядка 100 м благодаря относительно интенсивному перемешиванию оказывается квазиоднородным; непосредственно под ним располагается сезонный слой скачка, а ниже его температура заметно падает с глубиной в слое толщиной порядка 1—1,5 км, называемом *термоклин*ом. Еще глубже температура уменьшается с глубиной очень медленно, достигая в придонных слоях глубокого океана, куда опускаются с поверхности океана охлажденные в полярных районах воды, значений около 1—2° С.

В результате  
лодной: средняя  
циальная темп  
3,36° в Индийс  
боте [11] пред  
температуры п  
арктическим

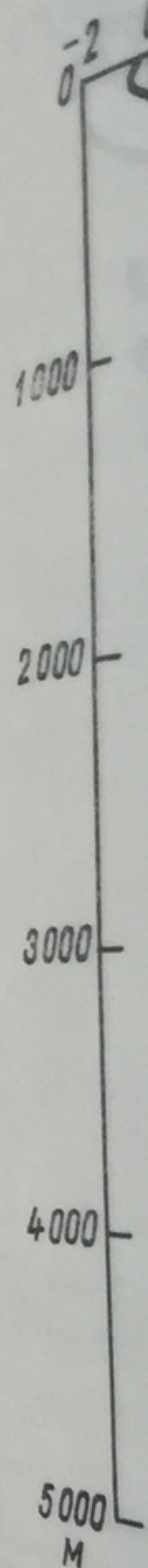


Рис.

1 — п  
ски

скому) с н  
типов; его  
По соле  
солень  
ского 34,9  
биной (та  
у дна на  
в верхнем  
в слое то  
ниже воз  
ется темп  
ская уст  
в океане



В результате основная толща океана оказывается довольно холодной: средняя температура вод Мирового океана  $3,8^{\circ}\text{C}$  и потенциальная температура  $3,52^{\circ}\text{C}$  (в Тихом океане соответственно  $3,7$  и  $3,36^{\circ}$ , в Индийском  $3,8$  и  $3,72^{\circ}$ , в Атлантическом  $4,0$  и  $3,73^{\circ}$ ) [10]. В работе [11] предложено классифицировать вертикальные профили температуры по пяти типам (полярному, субантарктическому, субарктическому атлантическому и тихоокеанскому и умеренно-тропиче-

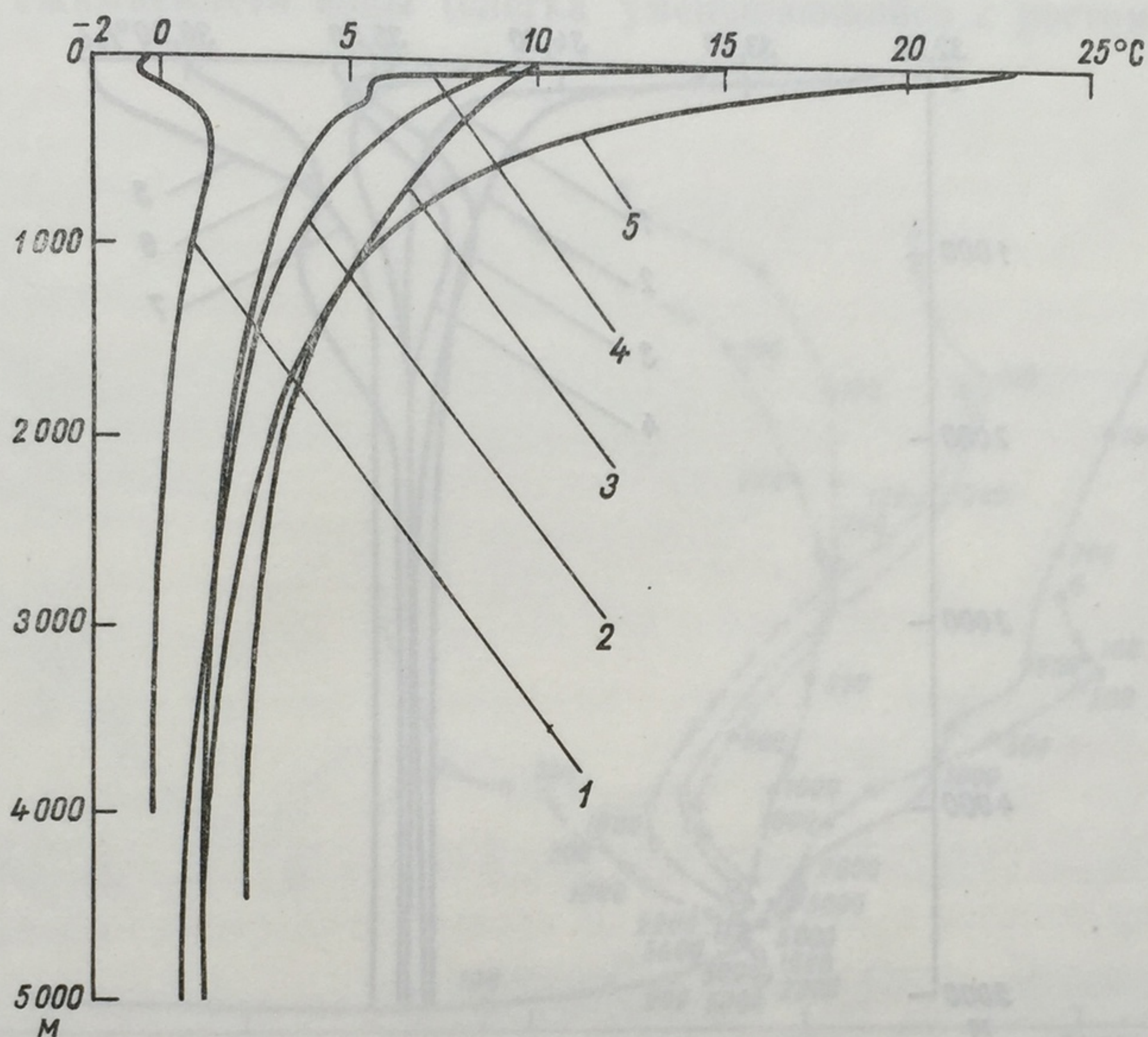


Рис. 2.5. Типовые профили температуры воды в океане (по Степанову [11]).

1 — полярный, 2 — субантарктический, 3 — субарктический атлантический, 4 — субарктический тихоокеанский, 5 — умеренно-тропический.

скому) с несколькими подтипами и дал карту распространения этих типов; его типовые профили температуры показаны на рис. 2.5.

По солености океаны немного отличаются друг от друга: средняя соленость Тихого океана  $34,62\text{‰}$ , Индийского  $34,76\text{‰}$  и Атлантического  $34,90\text{‰}$  [12]. Соленость в полярных районах возрастает с глубиной (так как соленая вода более плотная, т. е. более тяжелая) и у дна на  $1,5\text{—}2,5\text{‰}$  больше, чем у поверхности океана; при этом в верхнем, перемешанном слое океана она меняется мало, ниже его, в слое толщиной  $1\text{—}1,5$  км (*халоклине*), заметно возрастает, а еще ниже возрастает очень медленно. Однако плотность воды определяется температурой в большей мере, чем соленостью, и гидростатическая устойчивость по плотности местами допускает образование в океане слоев пониженной солености. Степанов [12] выделил 7



типов и ряд подтипов изменения солености с глубиной и дал карту их распространения. Основными являются полярный и субполярный типы с ростом солености с глубиной, умеренно-тропический тип с минимумом солености на глубинах 800—1000 м (и слабым минимумом у дна) и экваториально-тропический тип, имеющий еще дополнительный минимум у поверхности океана; локальное значение имеют также североатлантический тип с убыванием солености

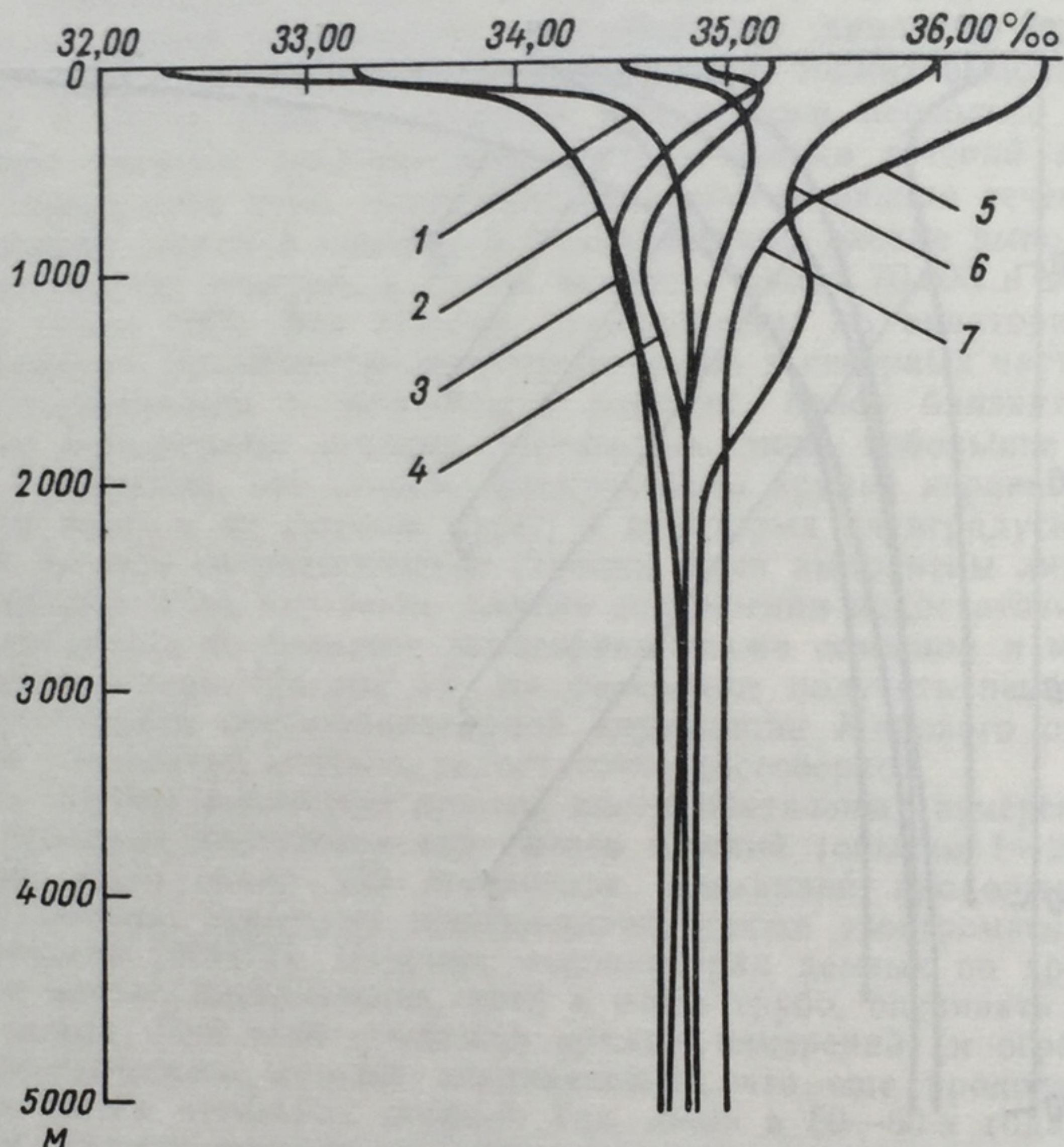


Рис. 2.6. Типовые профили солености воды в океане (по Степанову [12]).

1 — полярный, 2 — субполярный, 3 — умеренно-тропический, 4 — экваториально-тропический, 5 — североатлантический, 6 — присредиземноморский, 7 — индо-малайский.

с глубиной по всей толще океана, присредиземноморский тип с максимумами солености у поверхности и на глубинах 500—1000 м и индо-малайский тип с максимумом солености на глубине 500 м. Типовые профили солености по [12] показаны на рис. 2.6.

Термохалинную вертикальную структуру вод океана удобно демонстрировать  $T, S$ -кривыми, на которых на графике с координатами ( $S, T$ ) глубины изображаются точками. Степанов [13] типизировал и  $T, S$ -кривые, выделив 8 типов (полярный, субполярный, умеренно-тропический, тропический, экваториальный, североатлантический, присредиземноморский и индо-малайский); он дал карту распространения этих типов (рис. 2.7). Рисунок 2.7 показывает, насколько разнообразны  $T, S$ -кривые в океане.



Морская вода — очень слабо сжимаемая жидкость, и ее плотность (в среднем немного бóльшая  $1 \text{ г/см}^3$ ) меняется по толще океана всего на несколько сотых долей. Плотность, приведенную к атмосферному давлению (при  $T, S = \text{const}$ ), удобно измерять в единицах  $\sigma_t = 10^3 (\rho - 1)$ ; плотность при давлении  $p$  будет равна  $\rho = \frac{1 + 10^{-3}\sigma_t}{1 - \mu p}$ , где  $\mu \sim (4 \div 5) \cdot 10^{-5} \text{ атм}^{-1}$  — коэффициент изотермической сжимаемости воды (слегка уменьшающийся с ростом дав-

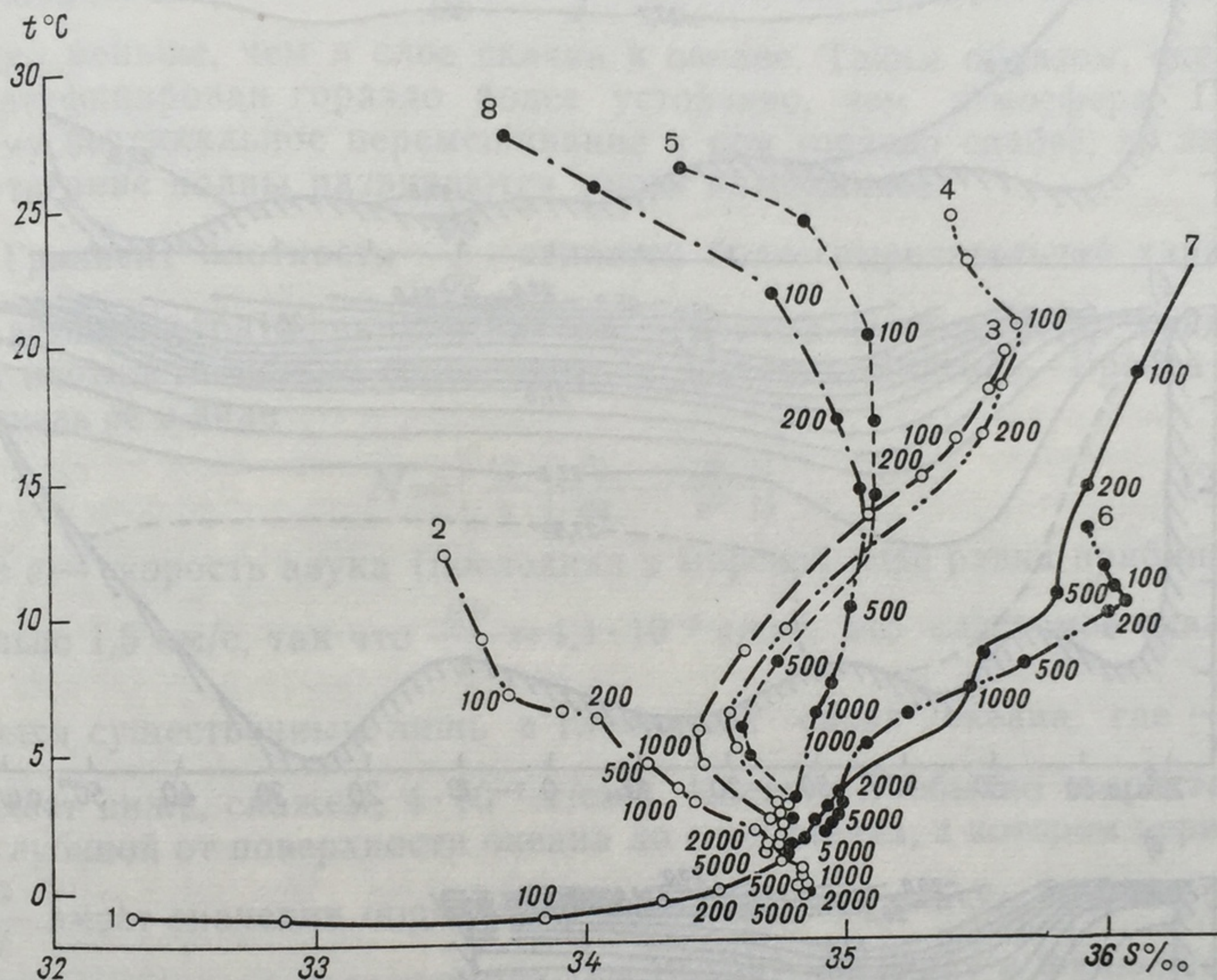


Рис. 2.7. Типовые  $T, S$ -кривые вод океана (по Степанову [13]).

1 — полярная, 2 — субполярная, 3 — умеренно-тропическая, 4 — тропическая, 5 — экваториальная, 6 — североатлантическая, 7 — присредиземноморская, 8 — индо-малайская.

ления). И полная плотность, и  $\sigma_t$  почти всюду возрастают с глубиной, так что стратификация плотности почти всегда гидростатически устойчива. Наименьшая плотность ( $\sigma_t \sim 22 \div 23$ ) наблюдается в поверхностном слое экваториальных вод; на глубинах больше 3 км  $\sigma_t$  почти всюду чуть превышает 27,8 (см. на рис. 2.8 распределение  $\sigma_t$  на средних меридиональных разрезах океанов, по Степанову [14]). Большая доля этого вертикального перепада  $\sigma_t$  приходится на сезонный *слой скачка*, являющийся нижней границей верхнего перемешанного слоя океана (квазиоднородного и по плотности) и находящийся обычно на глубинах 50—100 м. Ниже его  $\sigma_t$  медленно растет с глубиной в *пикноклине* толщиной 1—1,5 км, а еще ниже меняется очень мало.



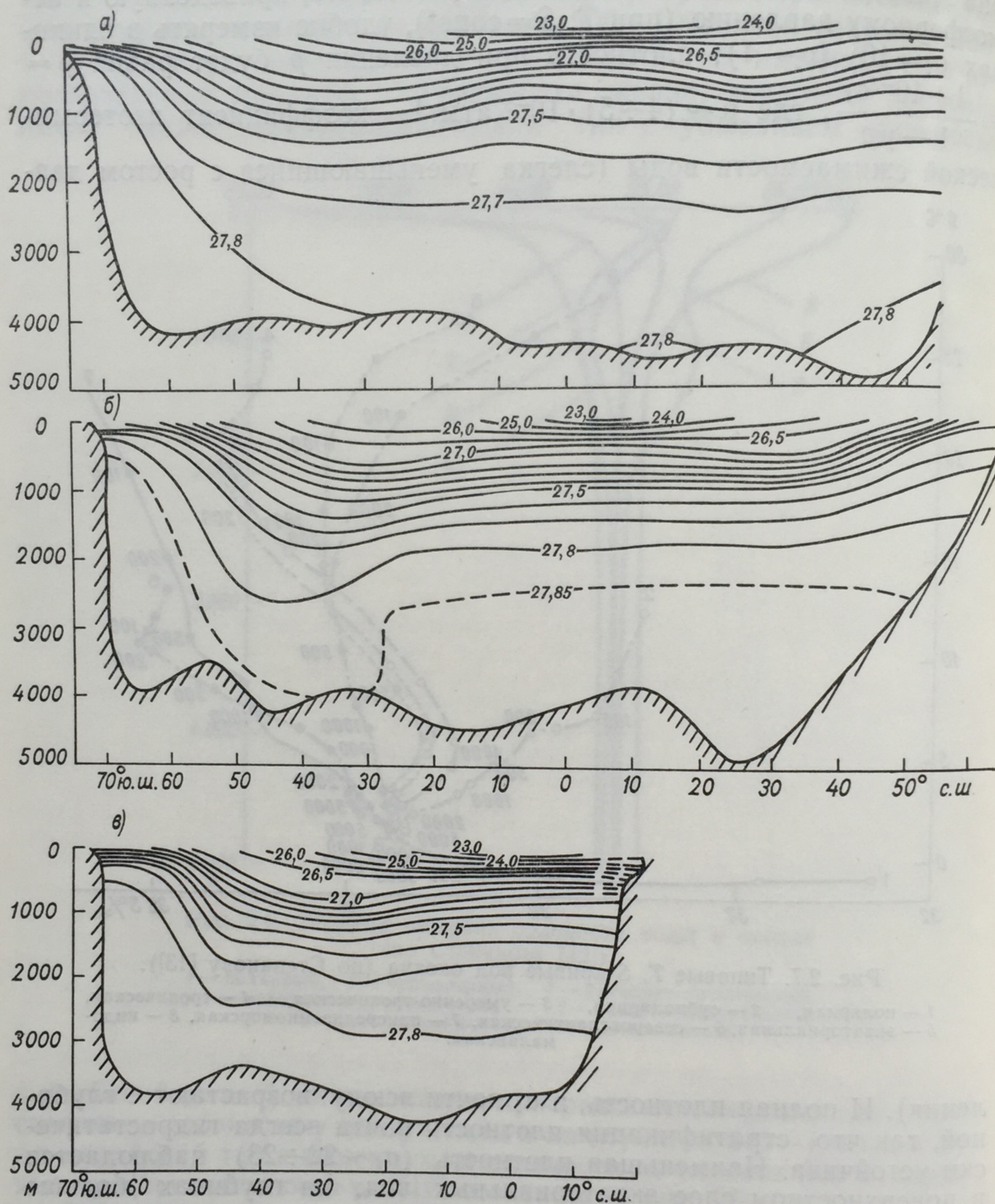


Рис. 2.8. Распределение средних по широтам значений плотности воды  $\sigma_t$  на долготных вертикальных разрезах Тихого (а), Атлантического (б) и Индийского (в) океанов (по Степанову [14]).



Если относительные изменения плотности воды по вертикали невелики, то абсолютные оказываются вовсе не малыми по сравнению, например, с изменениями плотности воздуха в атмосфере. Так, при перепаде плотности  $\delta\sigma_t = 3$  в слое скачка толщиной 20 м вертикальный градиент плотности равен  $\frac{\partial\rho}{\partial z} = 1,5 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>4</sup>, тогда как при сильной температурной инверсии (1°С/м) в приземном слое воздуха он равен всего  $\frac{\partial\rho_a}{\partial z} \approx \frac{\rho_a}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \approx 4 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>4</sup>, т. е. на два порядка меньше, чем в слое скачка в океане. Таким образом, океан стратифицирован гораздо более устойчиво, чем атмосфера. Поэтому вертикальное перемешивание в нем гораздо слабее, но зато внутренние волны развиваются много интенсивнее.

Градиент плотности  $\frac{\partial\rho}{\partial z}$  является более выразительной характеристикой стратификации океана, чем сама функция  $\rho(z)$ . Градиент плотности можно сопоставить с частотой Вайсала—Брента  $N$ , записав ее в виде

$$N = \left\{ \frac{g}{\rho} \left[ \frac{\partial\rho}{\partial z} - \frac{g\rho}{c^2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (2.2)$$

где  $c$  — скорость звука (последняя в морской воде равна приблизительно 1,5 км/с, так что  $\frac{g\rho}{c^2} \approx 4,4 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>4</sup>; это слагаемое оказы-

вается существенным лишь в глубинных слоях океана, где  $\frac{\partial\rho}{\partial z}$  падает ниже, скажем,  $4 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>4</sup>). Частота  $N$  обычно возрастает с глубиной от поверхности океана до слоя скачка, в котором период  $\frac{2\pi}{N}$  имеет значения порядка 10 мин, а от слоя скачка до дна убывает в несколько десятков раз (по Монину, Нейману и Филюшкину [15], в верхней половине океана приблизительно по закону  $N = \frac{\omega_*}{z}$ , где  $\omega_* \approx 2,2$  м/с, а в нижней половине океана  $N$  приблизительно пропорционально расстоянию до дна).

Еще одной характеристикой статификации океана, очень важной для гидроакустики и для ряда технических задач (например, для интерпретации показаний эхолотов), является распределение с глубиной скорости звука  $c = \left\{ \left( \frac{\partial\rho}{\partial\rho} \right)_{\eta, S} \right\}^{1/2}$ , где  $\eta$  — энтропия,  $S$  — соленость. Она возрастает и с температурой, и с давлением, и с соленостью (хотя от последней зависит заметно слабее) и в результате в верхнем слое океана в среднем убывает с глубиной от значений около 1540 м/с у поверхности до минимума 1480—1490 м/с на глубинах 700—1300 м (где, тем самым, образуется звуковой канал), а ниже плавно растет, достигая на глубине 5 км опять значений около 1540 м/с.



**Глубинная циркуляция.** Образующие вертикальную структуру океана водные массы принято разделять на *поверхностные* (глубины от 0 и в среднем до 250 м), формирующиеся благодаря атмосферным воздействиям; *промежуточные* (с нижней границей на глубинах между 1 и 2 км), отличающиеся в полярных областях повышенной температурой, а в остальных районах — пониженной или повышенной соленостью; *глубинные* (с нижней границей на глубине около 4 км), формирующиеся преимущественно в областях циклонических круговоротов высоких широт; *придонные*, формирующиеся в высоких широтах [11, 17]. Циркуляция этих водных масс различна.

Циркуляция поверхностных вод уже обсуждалась. В ней, по-видимому, наиболее выражены течения ветрового происхождения. Эта циркуляция интенсивнее, чем в более глубоких водах.

Картина циркуляции промежуточных вод была построена (динамическим методом) в работах Буркова [18], Булатова [19] и Буркова, Булатова и Неймана [3]. В ней, по-видимому, проявляются и ветровые, и термохалинные факторы. Она отличается почти полным затуханием ветровых циркуляций в тропиках и некоторым сдвигом субтропических круговоротов в сторону полюсов. Она приводит к распространению промежуточных вод от полярных фронтов в субтропики и тропики (воды пониженной солености) и в субполярные районы (воды повышенной температуры). Кроме того, в нее входят уже упоминавшиеся выше экваториальные противотечения — течение Кромвелла в Тихом океане, течение Ломоносова в Атлантике и аналогичное течение в Индийском океане.

Картина циркуляции глубинных и придонных вод построена пока только для Тихого океана [20]. Эта циркуляция по направлению большей частью противоположна циркуляции верхних слоев, причем скорости в ней несколько увеличиваются при приближении ко дну, и у линий тока возникает тенденция следовать изобатам рельефа дна. Переход от циркуляции верхних слоев к противоположной циркуляции глубинных и придонных вод происходит на глубинах 1—2 км, где скорости соответственно ослабевают.

Степанов [16, 17] осуществил попытку расчета средней по долготам циркуляции в меридиональных плоскостях Атлантического, Индийского и Тихого океанов, определяя меридиональную и вертикальную компоненты скорости  $v$  и  $w$  из уравнений

$$\begin{aligned} v \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} &= K \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2}; \\ v \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} &= K \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где  $\bar{T}$  и  $\bar{S}$  — средние по широтам температура и соленость, найденные по данным гидрологических станций, а для  $K$  было принято значение  $10 \text{ см}^2/\text{с}$ . Средняя по всему океану меридиональная скорость получилась равной около  $2,4 \text{ см/с}$ . Если принять такое же значение и для зональной скорости, так что полная скорость в среднем по

Точка измерения	Скорость (см/с) на глубинах					Сечение		Расход, $10^6 \text{ м}^3/\text{с}$
	0 м	100 м	250 м	500 м		з	п	
Течение								



Течение	Точка измерения	Скорость (см/с) на глубинах				Сечение	Расход, $10^6 \text{ м}^3/\text{с}$	
		0 м	100 м	250 м	500 м		з	л
Северное Пассатное	17° с. ш., 120° з. д., з	4	7	3	2	150° в. д.	95	85
	13° с. ш., 150° в. д., л	20	23	14	1	170° в. д.	65	65
	13° с. ш., 170° з. д., л	27	26	10	6			
Южное Пассатное	4° с. ш., 148° з. д., л	192	191	85	65	150° в. д.	35	
	2° с. ш., 160° в. д., л	65	38	20	39	170° з. д.	35	
	5° ю. ш., 155° з. д., л	56	56	26	20	110° з. д.	85	
Антарктическое круговое	57° ю. ш., 165° з. д., з	7	7	6	4	170° з. д.	75*	
	62° ю. ш., 97° з. д., з	12	10	8	5	110° з. д.	55	
	62° ю. ш., 79° з. д., з	8	7	7	5			
Курисио	31° с. ш., 133° в. д., л	31	34	33	23	30° с. ш.	35	45
	34° с. ш., 141° в. д., л	46	45	40	27	145° в. д.	45	60
	36° с. ш., 149° в. д., л	63	55	40	25			
Экваториальное глубинное противотечение	0°, 159° з. д., з	20	110	33	35	140° з. д.	39	
	0°, 164° в. д., з	29	24	26	24			
Северо-Тихоокеанское	38° с. ш., 160° з. д., л	7	5	3	1	180° з. д.	35	25
Межпассатное противотечение	5° с. ш., 140° в. д., л	17	24	1	5			
	5° с. ш., 170° з. д., л	70	80	2	4			
	8° с. ш., 125° з. д., л	16	10	17	16			

\* По недавним оценкам расхода этого течения, в проливе Дрейка он равен  $218 \div 234 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$  [21].



Течение	Точка измерения	Скорость (см/с) на глубинах				Сечение	Расход, $10^6 \text{ м}^3/\text{с}$	
		0 м	100 м	250 м	500 м		з	л
Тайвань [18]	21° с. ш., 122° в. д., л 22° с. ш., 122° в. д., л	29 17	34 20	27 18	9 5	20° с. ш.	30	30
Курильское	46° с. ш., 152° в. д., л	6	7	7	7	45° с. ш.	25	15
Восточно-Австралийское	33° ю. ш., 154° в. д., з	51	44	34	19	33° ю. ш.	20	
Аляскинское	55° с. ш., 152° з. д., л	9	8	7	5	150° з. д.	15	15
Алеутское	48° с. ш., 152° з. д., л	9	6	4	3	180° з. д.	15	10
Калифорнийское	26° с. ш., 117° з. д., л 40° с. ш., 128° з. д., л	6 8	4 5	3 3	1 2	30° с. ш.	12	8
Перуанское	27° ю. ш., 73° з. д., з 35° ю. ш., 74° з. д., з	1 11	6 8	5 8	2 7	30° ю. ш.	10	
Южно-Тихоокеанское [18]	28° ю. ш., 177° з. д., з 30° ю. ш., 107° з. д., з 32° ю. ш., 107° з. д., з	3 12 8	4 17 10	4 15 10	3 6 9	170° з. д.	5	

массе бу-  
на на  
на на  
(т. е. на  
атмосфер  
венно, та  
разом от  
главн  
ние в его  
чительно  
3,5 см/с.  
таких ре-  
В это  
ного пол  
ния их ре-  
поверхно  
док  $10^8$ —  
расход п  
са [22].

1. Степ  
частей  
2. Морск  
СССР,  
3. Буря  
цирку  
с. 395  
4. McLe  
1965, 1  
5. Rudl  
6. Albr  
7. Deia  
8. Мон  
9. Мон  
10. Мон  
11. Осе  
12. Сте  
по ве  
13. Сте  
Миро  
14. 1965  
15. Нов  
16. Мон  
17. Сте  
их ф  
«Оке



массе будет равна 3,5 см/с, то кинетическая энергия квазистационарной циркуляции Мирового океана получится порядка  $10^{18}$  Дж (т. е. на три порядка меньше, чем кинетическая энергия движений атмосферы, оцениваемая величиной  $10^{21}$  Дж; это, пожалуй, естественно, так как океан получает кинетическую энергию главным образом от атмосферы, причем «сцепление» довольно слабое).

**Главные течения.** Для океана, по-видимому, типично образование в его верхних слоях узкоструйных течений со скоростями, значительно превышающими указанную выше среднюю скорость 3,5 см/с. В приведенной таблице количественные характеристики таких течений иллюстрируются на примере течений Тихого океана.

В этой таблице буквы «з» и «л» означают зиму и лето северного полушария. Течения даны приблизительно в порядке убывания их расходов (рассчитанных по динамическим картам с нулевой поверхностью 1500 дбар), имеющих, как видно из таблицы, порядок  $10^8$ — $10^7$  м<sup>3</sup>/с. Для экваториального противотечения Кромвелла, расход подсчитан в границах изотахи 25 см/с по данным Кнауца [22].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов В. Н. Основные размеры Мирового океана и главнейших его частей.— «Океанология», 1961, т. 1, вып. 2, с. 213—219.
2. Морской атлас. Т. 2. Изд. Гл. штаба Военно-Морских сил М-ва обороны СССР, 1953.
3. Бурков В. А., Булатов Р. П., Нейман В. Г. Крупномасштабные черты циркуляции вод Мирового океана.— «Океанология», 1973, т. 13, вып. 3, с. 395—403.
4. McLellan J. H. Elements of Physical Oceanography. Pergamon Press, 1965, p. 150.
5. Rudloff W. Wetterlotse, 1962, Bd. 14, Nr. 188. 183 S.
6. Albrecht F. Über die Wärme- und Wasserbilanz der Erde.— „Ann. Meteorol.“, 1949, Bd. 2, Nr. 1, S. 16—31.
7. Defant A. Physical Oceanography. Pergamon Press, 1961, vol. 1, p. 729.
8. Монин А. С. О турбулентных потоках массы в океанах.— «ДАН СССР», 1970, т. 193, № 5, с. 1038—1041.
9. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. М., «Наука», 1969. 184 с.
10. Montgomery R. B. Water characteristics of Atlantic Ocean and of World Ocean.— „Deep-Sea Res.“, 1958, vol. 5, No. 2, p. 134—148.
11. Некрасова В. А., Степанов В. Н. Типы изменения температуры воды по вертикали в Мировом океане.— «ДАН СССР», 1962, т. 143, № 3, с. 713—716.
12. Степанов В. Н. и Шагин В. А. Типы изменения солёности воды по вертикали в Мировом океане.— «ДАН СССР», 1961, т. 136, № 4, с. 927—930.
13. Степанов В. Н. К изучению основных закономерностей структуры вод Мирового океана.— В сб.: Океанологические исследования. М., АН СССР, 1965, № 13, с. 9—16.
14. Степанов В. Н. Главнейшие специфические черты структуры вод океанов.— «Океанология», 1962, т. 2, вып. 1, с. 26—30.
15. Монин А. С., Нейман В. Г., Филюшкин Б. Н. О стратификации плотности в океане.— «ДАН СССР», 1970, т. 191, № 6, с. 1277—1279.
16. Степанов В. Н. Общая классификация водных масс Мирового океана, их формирование и перенос.— «Океанология», 1969, т. 9, вып. 5, с. 755—767.
17. Степанов В. Н. Циркуляция вод в меридиональной плоскости океанов.— «Океанология», 1969, т. 9, вып. 3, с. 387—397.



18. Бурков В. А. Циркуляция вод.— В кн.: Тихий океан. Т. II. Гидрология Тихого океана. М., «Наука», 1968, с. 206—289.
19. Булатов Р. П. Циркуляция вод Атлантического океана в различных пространственно-временных масштабах.— В сб.: Океанологические исследования, 1971, № 22, с. 7—93.
20. Бурков В. А. Общая циркуляция вод Тихого океана. Тихий океан. М., «Наука», 1972. 195 с.
21. Reid J. L. and Nowlin W. D. Transport of water through the Drake Passage.— „Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 1, p. 51—64.
22. Krauss J. A. Measurements of the Cromwell Current.— „Deep-Sea Res.“, 1960, vol. 6, No. 4, p. 263—334.

волн на П  
вращения  
ней мере  
в океане,  
ρ — постоя  
ким образ

где  $z$  увели-  
чительной  
Это у  
с аналог  
для опис  
ественн  
На взвол  
няться, в

(здесь и  
верхност

где и  
рых, до  
щиеся



### 3

#### ГЛАВА

## МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

### 3.1. Ветровые волны

При рассмотрении ветровых волн и вообще коротких волн на поверхности океана можно пренебречь влиянием на них вращения Земли (силы Кориолиса); пренебрегая также, по крайней мере на первых порах, влиянием стратификации плотности в океане, будем считать морскую воду несжимаемой (ее плотность  $\rho$  — постоянной и движение — бездивергентным, т. е.  $\text{div } \mathbf{u} = 0$ ). Таким образом, уравнение движения воды можно записать в виде

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \left( \frac{p}{\rho} + gz + \frac{|\mathbf{u}|^2}{2} \right) = \mathbf{u} \times \text{rot } \mathbf{u} + \nu \Delta \mathbf{u}, \quad (3.1.1)$$

где  $z$  увеличивается вверх,  $\nu$  — кинематический коэффициент молекулярной вязкости воды ( $\nu \sim 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ ).

Это уравнение, вообще говоря, следует рассматривать вместе с аналогичным уравнением движения воздуха над водой (в котором для описания динамической роли стратификации, могущей быть существенной, целесообразно явно выделить архимедову силу). На взволнованной поверхности воды  $z = \zeta(x, y, t)$  должно выполняться, во-первых, кинематическое краевое условие

$$w_s = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{u}_s \cdot \nabla \zeta \quad (3.1.2)$$

(здесь и далее в этом разделе индекс  $s$  указывает значения на поверхности воды), которое можно переписать также в виде

$$(u_n)_s = (1 + |\nabla \zeta|^2)^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \quad (3.1.2')$$

где  $u_n$  — компонента скорости по нормали к поверхности. Во-вторых, должны выполняться динамические краевые условия, сводящиеся к непрерывности скоростей, касательных к поверхности



компонент силы, действующей на элементарную площадку этой поверхности, и к условию для скачка давления, создаваемого поверхностным натяжением на искривленной поверхности (пропорционального ее гауссовой кривизне):

$$p_s - p_a = -\gamma \rho \operatorname{div} \left\{ (1 + |\nabla \zeta|^2)^{-\frac{1}{2}} \nabla \zeta \right\}, \quad (3.1.3)$$

где  $p_a$  — атмосферное давление; для границы вода—воздух  $\gamma \approx 72,5 \text{ см}^3/\text{с}^2$  при  $20^\circ \text{C}$  (но это значение может сильно изменяться под действием поверхностных пленок).

Сложность сформулированной программы гидромеханического описания поверхностных волн усугубляется тем, что в процессах генерации ветровых волн, по-видимому, существенную роль играет турбулентность приводного слоя воздуха и прежде всего входящие в (3.1.3) турбулентные флуктуации атмосферного давления  $p_a$  на поверхности воды (в процессах затухания волн, возможно, существенна турбулентная вязкость воды), а расчет турбулентности требует использования методов *статистической гидромеханики*. Вследствие своей сложности сформулированная программа во всей ее полноте еще далека от реализации, и в чрезвычайно обширной классической и современной литературе по этой проблеме содержатся решения только ряда упрощенных задач, имеющих более или менее отдаленное отношение к реальности. Здесь мы можем остановиться вкратце лишь на некоторых направлениях исследований.

Представим поле скорости в виде  $\mathbf{u} = \nabla \varphi + \mathbf{v}$ , где  $\varphi$  — потенциал скорости, а  $\mathbf{v} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$  — соленоидальная или завихренная компонента поля скорости ( $\operatorname{rot} \mathbf{u} = -\Delta \mathbf{A}$ ). Условие бездивергентности примет вид  $\Delta \varphi = 0$ ; отсюда сразу видно, что  $\Delta \mathbf{u} = \Delta \mathbf{v}$ , т. е. сила вязкости определяется только соленоидальной компонентой поля скорости, и потенциал скорости *синусоидальных волн*, зависящих от горизонтальных координат  $x, y$  по закону  $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$ , убывает с глубиной по закону  $e^{-k|z|}$ . Реальные волны обладают, по-видимому, лишь малой завихренностью, порядка квадрата их крутизны, образующейся под действием сил вязкости в тонких слоях у поверхности воды и у дна, так что некоторым приближением к реальности могут служить *чисто потенциальные волны*, для которых  $\mathbf{u} = \nabla \varphi$ . При этом условии правая часть уравнения движения (3.1.1) обращается в нуль, и из него вытекает *уравнение Бернулли*  $\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz + \frac{1}{2} |\nabla \varphi|^2 = 0$ . Его достаточно использовать лишь на поверхности воды  $z = \zeta(x, y, t)$ , исключив давление  $p_s$  при помощи (3.1.3), так что потенциальные волны описываются уравнениями:

$$\Delta \varphi = 0;$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_s - (\nabla \varphi)_s \nabla \zeta = (1 + |\nabla \zeta|^2)^{-\frac{1}{2}} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_s; \\ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_s + g\zeta - \gamma \operatorname{div} \left\{ (1 + |\nabla \zeta|^2)^{-\frac{1}{2}} \nabla \zeta \right\} + \frac{1}{2} |\nabla \varphi|_s^2 &= -\frac{p_a}{\rho}. \end{aligned} \quad (3.1.4)$$



Ограничимся далее случаем плоского дна на глубине  $z = -H$ . Отметим, что во второе и третье уравнения (3.1.4), кроме величины  $p_a$ , подлежащей определению из уравнений динамики приводного слоя воздуха, входят три функции от горизонтальных координат и времени:  $\zeta(x, t)$ ,  $\Phi(x, t) = \varphi_s$  и  $\Psi(x, t) = \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_s$ , но третью из них можно выразить через две первые после решения краевой задачи для уравнения  $\Delta \varphi = 0$ .

Так, например, при заданном значении  $\varphi(x, z_0, t) = \int e^{ik \cdot x} dA(k, t)$  на некоторой глубине  $z_0$  ниже ложбин волн решение этого уравнения, удовлетворяющее условию  $\frac{\partial \varphi}{\partial z} \rightarrow 0$  ( $z \rightarrow -H$ ), имеет вид

$$\varphi(x, z, t) = \int e^{ik \cdot x} \frac{\text{ch } k(z + H)}{\text{ch } k(z_0 + H)} dA(k, t), \quad (3.1.5)$$

и связь между  $\Psi$ ,  $\Phi$  и  $\zeta$  может быть получена из соотношений:

$$\begin{aligned} \Phi(x, t) &= \int e^{ik \cdot x} \frac{\text{ch } k(\zeta + H)}{\text{ch } k(z_0 + H)} dA(k, t); \\ \Psi(x, t) &= \int e^{ik \cdot x} \frac{\text{sh } k(\zeta + H)}{\text{ch } k(z_0 + H)} k dA(k, t). \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

Полная энергия вертикального столба воды единичного сечения равна  $\rho E$ , где

$$E = \frac{1}{2} \int_{-H}^{\zeta} |\nabla \varphi|^2 dz + \frac{1}{2} g \zeta^2 + \gamma \left\{ (1 + |\nabla \zeta|^2)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}, \quad (3.1.7)$$

причем первое слагаемое дает кинетическую, а остальные — потенциальную энергию. Осредненная по горизонтали полная энергия  $\bar{E}$  есть функционал от двух функций:  $\Phi(x, t)$  и  $\zeta(x, t)$  (вклад кинетической энергии в  $\bar{E}$  можно привести к виду  $\frac{1}{2} \Phi \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ ). С помощью (3.1.4) можно убедиться, что  $\bar{E}$  меняется во вре-

мени со скоростью  $-\frac{p_a}{\rho} \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ . Волны, получающиеся при условии  $p_a = \text{const}$ , при чем эту константу путем перенормировки  $\varphi$  можно сделать равной нулю, называются *свободными* (отметим, что, согласно Шулейкину [1], *растущие* морские волны не являются свободными: при обтекании их ветром давление  $p_a$  минимально на вершинах волн; на наветренных склонах волн оно больше, чем на подветренных). У свободных волн полная энергия  $\bar{E}$  постоянна. Захаров [2] показал, что для свободных волн  $\bar{E}$  является гамильтонианом с каноническими переменными  $\zeta$  (обобщенная координата) и  $\Phi$  (обобщенный импульс), т. е.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\delta \bar{E}}{\delta \zeta}; \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\delta \bar{E}}{\delta \Phi}. \quad (3.1.8)$$

Для свободных волн малой амплитуды уравнения (3.1.4) линеаризуются (условия на поверхности воды при этом записываются при  $z=0$ , что мы отметим, заменив индекс  $s$  нулем) и принимают вид

$$\Delta \varphi = 0; \quad \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} + g \zeta - \gamma \Delta \zeta = 0; \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_0. \quad (3.1.9)$$



Они имеют решения в виде элементарных плоских волн:

$$\begin{aligned}\zeta &= a \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t); \\ \varphi &= \frac{a\omega \operatorname{ch} k(z+H)}{k \operatorname{sh} kH} \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t); \\ \omega^2 &= (gk + \gamma k^3) \operatorname{th} kH.\end{aligned}\quad (3.1.10)$$

Фазовая скорость волн  $c = \frac{\omega}{k}$  здесь зависит от  $k$ , т. е. волны обладают дисперсией, и волновые пакеты должны расплываться со временем. При  $k \ll \left(\frac{g}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}$  эффект поверхностного натяжения пренебрежимо мал, так что волны являются чисто гравитационными; наоборот, при  $k \gg \left(\frac{g}{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}$  можно пренебречь силой тяжести, и по-

лучаются капиллярные волны; граничная длина волны  $2\pi \left(\frac{\gamma}{g}\right)^{\frac{1}{2}}$  для незагрязненной поверхности воды равна 1,7 см (фазовая скорость такой волны 23 см/с). При больших  $kH$  (фактически уже при  $kH > \frac{\pi}{2}$ ) в (3.1.10) можно полагать  $\operatorname{th} kH \approx 1$  и  $\frac{\operatorname{ch} k(z+H)}{\operatorname{sh} kH} \approx e^{kz}$ ; это случай волн на глубокой воде. Наоборот, при  $kH \ll 1$  (мелкая вода) можно полагать  $\operatorname{th} kH \approx kH$  и  $\frac{\operatorname{ch} k(z+H)}{\operatorname{sh} kH} \approx \frac{1}{kH}$ ; при этом  $c \approx \sqrt{gH}$ , так что длинные гравитационные волны распространяются без дисперсии.

Если направить ось  $x$  по вектору  $\mathbf{k}$ , то траектории частиц воды в волнах (3.1.10) определяются из уравнений

$$\begin{aligned}\frac{d\xi}{dt} &= \frac{a\omega \operatorname{ch} k(z+H)}{\operatorname{sh} kH} \cos(kx - \omega t) = \frac{a\omega}{\operatorname{sh} kH} \times \\ &\times (\operatorname{ch} \mu \cos \chi - k\xi \operatorname{ch} \mu \sin \chi + k\eta \operatorname{sh} \mu \cos \chi + \dots), \\ \frac{d\eta}{dt} &= \frac{a\omega \operatorname{sh} k(z+H)}{\operatorname{sh} kH} \sin(kx - \omega t) = \frac{a\omega}{\operatorname{sh} kH} \times \\ &\times (\operatorname{sh} \mu \sin \chi + k\xi \operatorname{sh} \mu \cos \chi + k\eta \operatorname{ch} \mu \sin \chi + \dots)\end{aligned}\quad (3.1.11)$$

с нулевыми начальными условиями, где  $\xi = x - x_0$ ;  $\eta = z - z_0$ ;  $x_0, z_0$  — начальные координаты частицы;  $\mu = k(z_0 + H)$ ;  $\chi + kx_0 - \omega t$ . При учете лишь первых членов в скобках справа траектории получаются в виде эллипсов с полуосями  $\frac{a \operatorname{ch} \mu}{\operatorname{sh} kH}$ ,  $\frac{a \operatorname{sh} \mu}{\operatorname{sh} kH}$  (на глубокой воде в виде кругов радиусом  $ae^{kz_0}$ ), но следующие члены дают

также среднюю по времени дрейфовую скорость  $\overline{\frac{d\xi}{dt}} \approx \frac{a^2 k \omega \operatorname{ch} 2\mu}{2 \operatorname{sh}^2 kH}$ , обнаруженную еще в 1847 г. Стоксом [3].



Нелинейные поправки к волнам (3.1.10) могут быть найдены путем разложения функций  $\Phi$  и  $\zeta$  в (3.1.4) в ряды вида  $\varepsilon f_1 + \varepsilon^2 f_2 + \dots$  по степеням малого параметра  $\varepsilon$  порядка крутизны волн. Аналогично может быть введена поправка на вязкость (малая завихренность) у поверхности воды и у дна; отметим, что она содержит дополнительное дрейфовое течение, у незагрязненной поверхности глубокой воды равное указанному выше стоксову дрейфу (так что последний удваивается), и аналогичное индуцированное течение у дна, превышающее стоксов дрейф в полтора раза (см. гл. 3 книги Филлипса [4]).

Нелинейные взаимодействия между волнами удобно описывать, совершив в гамильтониане  $\bar{E}(\Phi, \zeta)$  каноническое преобразование к нормальным переменным малых колебаний  $ia^*(k)$ ,  $a(k)$  по формулам:

$$\begin{aligned}\Phi(k) &= -i \sqrt{\frac{\omega(k)}{2k}} [a(k) - a^*(k)]; \\ \zeta(k) &= \sqrt{\frac{k}{2\omega(k)}} [a(k) + a^*(k)],\end{aligned}\quad (3.1.12)$$

где  $\Phi(k)$ ,  $\zeta(k)$  — преобразования Фурье исходных переменных  $\Phi(x)$ ,  $\zeta(x)$  (зависимость от времени подразумевается), собственные частоты  $\omega(k)$  даются третьей формулой (3.1.10), и звездочка означает комплексно-сопряженную величину.

Тогда уравнения Гамильтона (3.1.8) примут вид  $\frac{\partial a(k)}{\partial t} = -i \frac{\delta \bar{E}}{\delta a^*(k)}$ .

Гамильтониан  $\bar{E}(a, a^*)$  можно представить в виде функционального степенного ряда по степеням его аргументов, начинающегося с квадратичного члена  $\int \omega(k) a(k) a^*(k) dk$ , который вносит в  $\frac{\partial a(k)}{\partial t}$  вклад  $-i\omega(k) a(k)$ , отвечающий линейным колебаниям. Положив  $a(k) = A(k) e^{-i\omega(k)t}$ , запишем уравнения Гамильтона для амплитуд волн  $A(k)$  в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial A(k)}{\partial t} &= -i \int V(-k, k_1, k_2) A(k_1) A(k_2) \times \\ &\times e^{-i[\omega(k_1) + \omega(k_2) - \omega(k)]t} \delta(k_1 + k_2 - k) dk_1 dk_2 + \dots \\ &- i \int W(-k - k_1, k_2, k_3) A^*(k_1) A(k_2) A(k_3) \times \\ &\times e^{-i[\omega(k_2) + \omega(k_3) - \omega(k_1) - \omega(k)]t} \delta(k_2 + k_3 - k_1 - k) dk_1 dk_2 dk_3 + \dots,\end{aligned}\quad (3.1.13)$$

где не выписаны члены с другими комбинациями амплитуд  $A(k_1)$ ,  $A^*(k_1)$ ,  $A(k_2)$ ,  $A^*(k_2)$ , ... и члены старших порядков. Функции  $V$ ,  $W$ , ... вид которых определяется уравнениями (3.1.4), суть коэффициенты взаимодействия троек, четверок и т. д. волн с соответствующими волновыми векторами. Из (3.1.13) видно, что взаимодействие между тремя волнами с волновыми векторами  $k$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  может создавать аperiодическое изменение (рост или убывание) амплитуды  $A(k)$ , если выполняются условия резонанса:

$$k = k_1 + k_2; \quad \omega(k) = \omega(k_1) + \omega(k_2). \quad (3.1.14)$$

При этом либо волны  $k_1$ ,  $k_2$  будут расти за счет затухания волны  $k$  (т. е. последняя будет распадаться на две волны), либо, наоборот, волна  $k$  будет расти за счет затухания волн  $k_1$ ,  $k_2$  (т. е. они будут сливаться в одну волну); такое резонансное трехволновое взаимодействие можно назвать *распадным* (более подробное его описание см. в статье Кадомцева и Карпмана [5]). Для гравитационных волн на глубокой воде ( $\omega^2 = gk$ ) условия резонанса (3.1.14)



неосуществимы, но у капиллярно-гравитационных волн ( $\omega^2 = gk + \gamma k^3$ ) распадные трехволновые взаимодействия возможны (они рассчитаны Макголдриком [6]). Аналогично вышесказанному, для резонансного взаимодействия между четырьмя волнами  $k, k_1, k_2, k_3$  должны выполняться условия:

$$k + k_1 = k_2 + k_3;$$

$$\omega(k) + \omega(k_1) = \omega(k_2) + \omega(k_3), \quad (3.1.15)$$

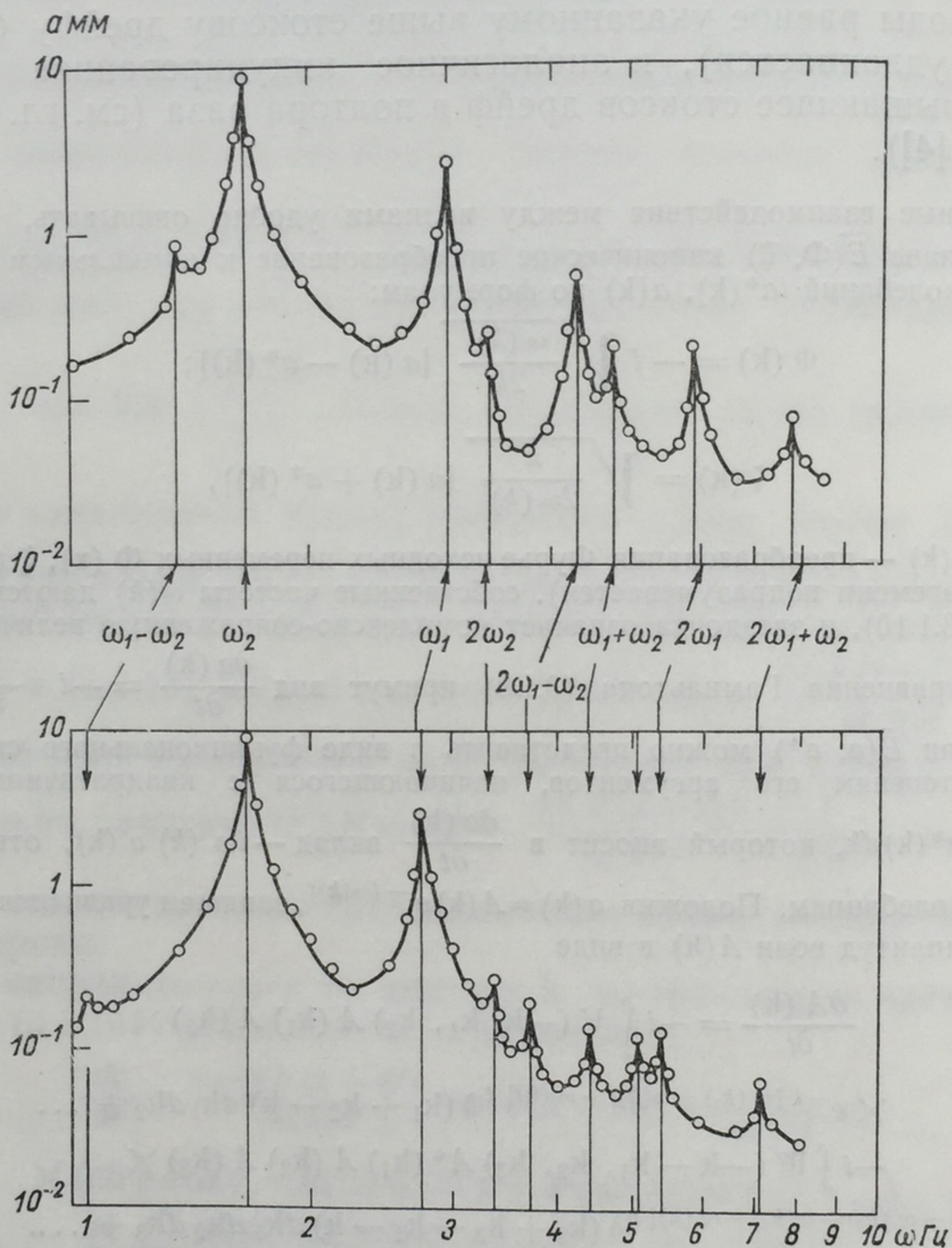


Рис. 3.1.1. Спектры волн при экспериментах [17] в лотке глубиной 107 см. Верхний спектр соответствует резонансному отношению частот первичных волн  $\omega_1/\omega_2 = 1,77$ , на частоте  $2\omega_1 - \omega_2$  максимум хорошо выражен. Нижний спектр соответствует нерезонансному отношению  $\omega_1/\omega_2 = 1,60$ , максимум на частоте  $2\omega_1 - \omega_2$  выражен слабо. Меньшие пики соответствуют гармоникам первичных волн.

которые для гравитационных волн на глубокой воде уже осуществимы. При  $k=k_1$  такие резонансные взаимодействия также можно назвать распадными (для их экспериментального воспроизведения особенно удобна конфигурация  $k=k_1 \perp k_2$ ). Они рассчитывались в работе О. Филлипса [7] и работах [2, 8—14, 15], и предсказанные расчетом эффекты были обнаружены экспериментально (см. [16, 17] и статью Фейра в [15]; один пример из [17] приведен на рис. 3.1.1).



аспадные  
ком [6]).  
четырьмя

(3.1.15)

При волнении с развитым спектром каждый волновой вектор может входить в очень многие резонансные четверки, и остается возможным лишь статистическое описание эффектов взаимодействия. Математический аппарат для такого описания развил Хассельман [10, 11]; он установил, в частности, что заметно взаимодействуют лишь очень близкие волновые числа, вследствие чего, по-видимому, перераспределение энергии по спектру в реальных волнах осуществляется очень медленно по сравнению с притоком энергии извне, и статистическое равновесие между притоком и спектральным переносом энергии на всем спектре волн вряд ли устанавливается.

С другой стороны, нелинейные взаимодействия между элементарными волнами, составляющими волновой пакет, в принципе способны скомпенсировать тенденцию к расплыванию пакета из-за дисперсии его составляющих. Иными словами, могут существовать решения уравнений (3.1.4) в виде установившихся (т. е. распространяющихся без изменения их формы) свободных волн конечной амплитуды.

Установившиеся плоские волны, распространяющиеся вдоль оси  $x$  с постоянной скоростью  $c$ , удобно описывать в системе координат, движущейся вместе с ними; тогда второе уравнение (3.1.4) принимает вид

$$g\zeta - \gamma \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left( 1 + \left| \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right|^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\} + \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 = \frac{c^2}{2}. \quad (3.1.16)$$

Для двумерных безвихревых течений наряду с потенциалом скорости  $\phi$  можно ввести и функцию тока  $\psi$  ( $u = \frac{\partial \psi}{\partial z}$ ,  $\omega = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$ ), которая также будет удовлетворять уравнению Лапласа  $\Delta \psi = 0$  (отсутствие завихренности). В установившихся движениях линии тока  $\psi = \text{const}$  будут совпадать с траекториями жидких частиц; одна из них, скажем,  $\psi = 0$ , будет совпадать с поверхностью жидкости  $z = \zeta(x)$  [это условие заменяет третье уравнение (3.1.4)]. Установившиеся периодические плоские волны описываются функциями  $\psi(\chi, z)$  и  $\zeta(\chi)$ ,  $\chi = kx$ , которые вместе со скоростью  $c$  подлежат определению из перечисленных уравнений.

Гравитационные волны такого типа называются волнами Стокса. Этот автор искал характеристики установившихся волн (в [3] — для глубокой воды и в [18] — для воды конечной глубины) в виде рядов по степеням параметра порядка их крутизны; с точностью до четвертого порядка получается:

$$\begin{aligned} \zeta = & -a \cos \chi + \left( \frac{1}{2} k a^2 + \frac{17}{24} k^3 a^4 \right) \cos 2\chi - \\ & - \frac{3}{8} k^2 a^3 \cos 3\chi + \frac{1}{3} k^3 a^4 \cos 4\chi + \dots; \\ c^2 = & \frac{g}{k} \left( 1 + a^2 k^2 + \frac{5}{4} a^4 k^4 + \dots \right) \end{aligned} \quad (3.1.17)$$

(формула для  $\zeta$  отличается от соответствующего разложения трохоиды только на слагаемое  $\frac{2}{3} k^3 a^4 \cos 2\chi$ ). Однако сходимость указанных рядов не была доказана.

При  
(для  
 $k =$   
14, 15],  
(см.  
3.1.1).



Строгое доказательство существования установившихся волн конечной амплитуды дано Некрасовым [19, 20], который воспользовался тем, что комплексный потенциал  $W = \varphi + i\psi$  является аналитической функцией комплексного переменного  $Z = x + iz$ , причем  $\frac{dW}{dZ} = u - iv = |u|e^{i\theta}$  играет роль комплексной скорости. Считая волну симметричной (это ее свойство доказал Леви-Чивита [21]), в случае глубокой воды отобразим всю занятую водой область между ложбинами волн в плоскости  $Z$  на единичный круг с разрезом по радиусу в плоскости  $Z_1 = |Z_1| e^{i\chi}$ , положив  $\frac{dZ}{dZ_1} = \frac{i\lambda}{2\pi} \frac{f(Z_1)}{Z_1}$ , где  $\lambda$  — длина волны, а  $f(Z_1)$  — степенной ряд, начинающийся с единицы.

Комплексный потенциал можно будет взять в виде  $W = \frac{ic\lambda}{2\pi} \ln Z_1$ , откуда на поверхности воды получается  $f(e^{i\chi}) = \frac{c}{|u|_s} e^{i\theta} = R(\chi) e^{i\theta(\chi)}$ . Логарифмируя эту формулу и используя степенной ряд для  $f$ , можно получить соотношение между  $R(\chi)$  и  $\theta(\chi)$ , которое приводится к виду

$$\theta(\chi) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \ln \left| \frac{\sin \frac{\chi' + \chi}{2}}{\sin \frac{\chi' - \chi}{2}} \right| \frac{d \ln R(\chi')}{d\chi'} d\chi'.$$

Второе соотношение между  $R$  и  $\theta$  получается дифференцированием по  $\chi$  уравнения (3.1.16) при  $\gamma=0$  с использованием формулы  $\frac{dZ}{d\chi} = \frac{dZ}{dZ_1} \frac{dZ_1}{d\chi}$ , на поверхности воды дающей  $\frac{d\zeta}{d\chi} = -\frac{\lambda}{2\pi} R \sin \theta$ ; оно имеет вид  $\frac{d}{d\chi} \frac{1}{R^2} = \frac{g\lambda}{\pi c^2} \times R \sin \theta$ . Выразив отсюда  $R$  через  $\theta$ , приводим предыдущее соотношение к виду

$$\theta(\chi) = \frac{\mu}{3\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta(\chi')}{1 + \mu \int_0^{\chi'} \sin \theta(\chi'') d(\chi'')} \ln \left| \frac{\sin \frac{\chi' + \chi}{2}}{\sin \frac{\chi' - \chi}{2}} \right| d\chi', \quad (3.1.18)$$

где  $\mu = \frac{3g\lambda c}{2\pi|u|_0^3}$  и индекс «0» относится к вершине волны.

Некрасов доказал существование нетривиальных решений этого уравнения при  $\mu > 3$ . Аналогично им рассмотрен и случай воды конечной глубины.

Из-за возможности резонансных четырехволновых взаимодействий волны Стокса в принципе неустойчивы [2, 14, 15]; волны со слишком острыми гребнями будут обрушиваться. Можно думать, что предельная форма устойчивых волн определяется только одним параметром  $g$ , и в полярных координатах  $r, \theta$  (с началом на гребне и осью  $\theta=0$  вертикально вниз) около гребня из соображений размерности будет  $\psi(r, \theta) \sim \sqrt{gr^3} \Psi(\theta)$ , причем из уравнения  $\Delta\psi=0$  получается  $\Psi(\theta) = \cos \frac{3\theta}{2}$ . Поверхности воды  $\psi=0$  будут отвечать углы  $\theta = \pm 60^\circ$ , так что предельно заостренные гребни имеют раствор  $120^\circ$ . Этот результат был установлен еще Стоксом.



Точная теория установившихся *капиллярных* волн конечной амплитуды построена разными методами Слезкиным [22] и Краппером [23]. По [23], введя безразмерные переменные с помощью единиц длины  $\gamma/c^2$  и скорости  $c$  и положив  $|u| = e^\tau$ , так что  $\ln \frac{dW}{dZ} = \tau - i\theta$  будет аналитической функцией от  $W$ , задачу можно свести к решению уравнения Лапласа  $\frac{\partial^2 \tau}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \tau}{\partial \psi^2} = 0$  с краевым условием  $\frac{\partial \tau}{\partial \psi} = \text{sh } \tau$  при  $\psi = 0$ , получающимся из (3.1.18) при  $g = 0$ . Нетрудно проверить, что решение содержится в соотношении  $\frac{dW}{dZ} = \left( \frac{1 + Ae^{ikW}}{1 - Ae^{ikW}} \right)^2$ , где  $A^2 = \frac{k-1}{k+1}$ . Высота  $h$  таких волн равна  $8A/k(1 - A^2)$ , их скорость  $c$  равна  $\left( k\gamma \frac{1 - A^2}{1 + A^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ ; линии тока при разных крутизнах  $\delta = \frac{kh}{2\pi}$  показаны на рис. 3.1.2.

С ростом крутизны ложбины этих волн заостряются и возникают самопересечения нулевой линии тока, означающие образование под острыми ложбинами пузырьков воздуха.

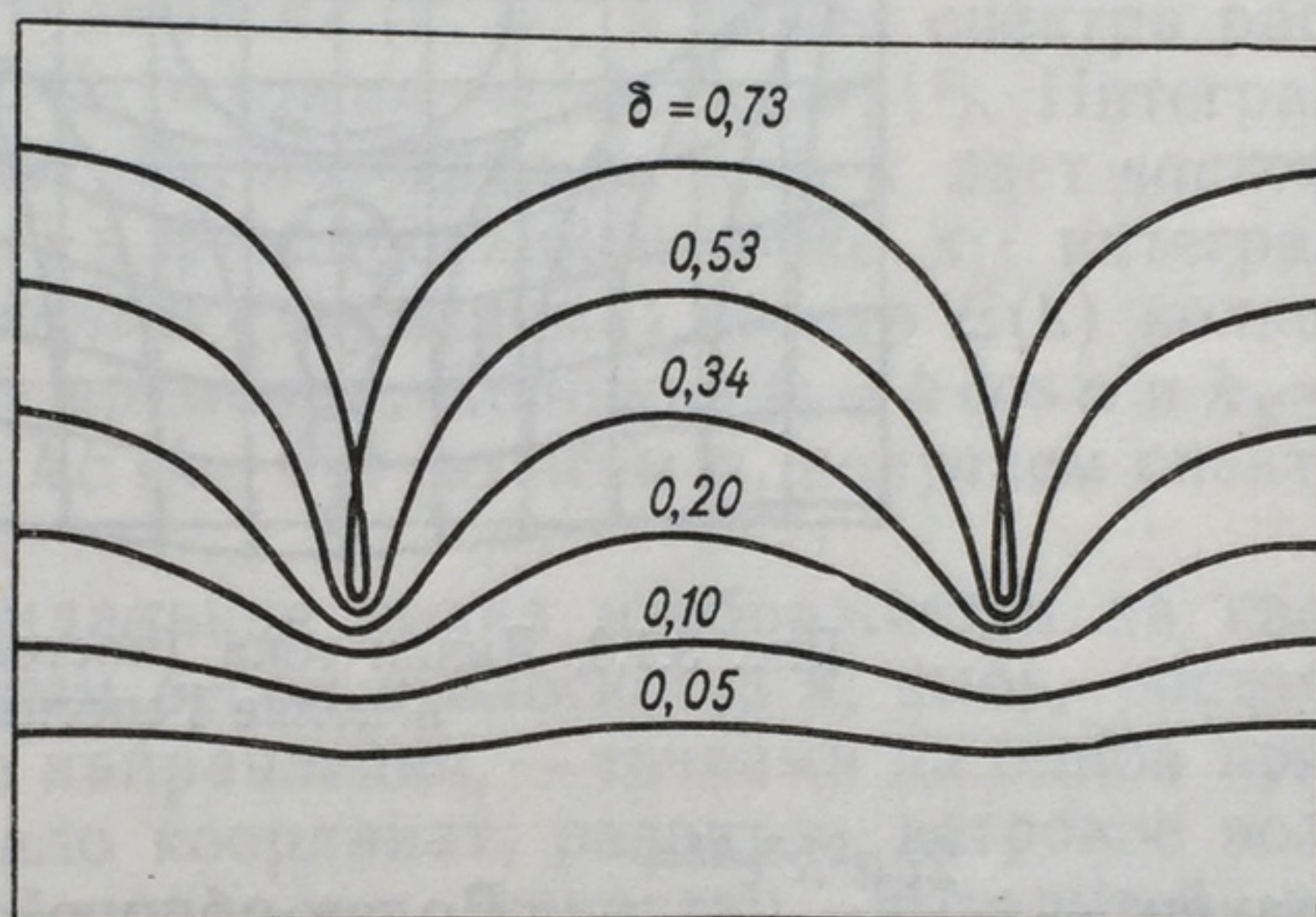


Рис. 3.1.2. Линии тока в установившихся плоских капиллярных волнах конечной амплитуды при разных значениях крутизны  $\delta$ .

Герстнер [24] в 1802 г. указал точное решение лагранжевых уравнений гидродинамики для установившихся плоских *вихревых* свободных волн конечной амплитуды на поверхности идеальной жидкости бесконечной глубины. Согласно этому решению, координаты  $x, z$  жидкой частицы, находившейся в отсутствие волны в точке  $(x_0, z_0)$ , в волне меняются со временем по закону

$$\begin{aligned} x &= x_0 - ae^{kz_0} \sin k(x_0 - ct); \\ z &= z_0 + ae^{kz_0} \cos k(x_0 - ct), \end{aligned} \quad (3.1.19)$$

где  $k$  — произвольное волновое число;  $c = \sqrt{\frac{g}{k}}$ ;  $a$  — произвольная амплитуда колебаний поверхности воды ( $z_0 = 0$ ). Частицы воды здесь движутся по окружностям радиусом  $ae^{kz_0}$ , экспоненциально убывающим с глубиной  $-z_0$ . В системе координат, движущейся с волной, линии тока суть трохоиды:

$$\begin{aligned} x &= \frac{\chi}{k} - ae^{kz_0} \sin \chi; \\ z &= z_0 + ae^{kz_0} \cos \chi; \quad \chi = kx. \end{aligned}$$



При  $a \rightarrow \frac{1}{k} \rightarrow 0$  поверхность воды принимает предельную форму циклоиды с заостренными гребнями (см. рис. 3.1.3). Отметим, что, согласно Шулейкину [1], вершины реальных ветровых волн острее, а подошвы положе, чем у трохоид с той же крутизной; профили таких волн можно описать уравнениями  $x = \frac{\chi}{k} - an \sin \chi$ ,  $z = a \cos \chi$ ,  $n > 1$ . Давление в жидких частицах в волнах Герстнера постоянно и у частиц с одинаковыми  $z_0$  одинаково; вихрь  $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial x}$

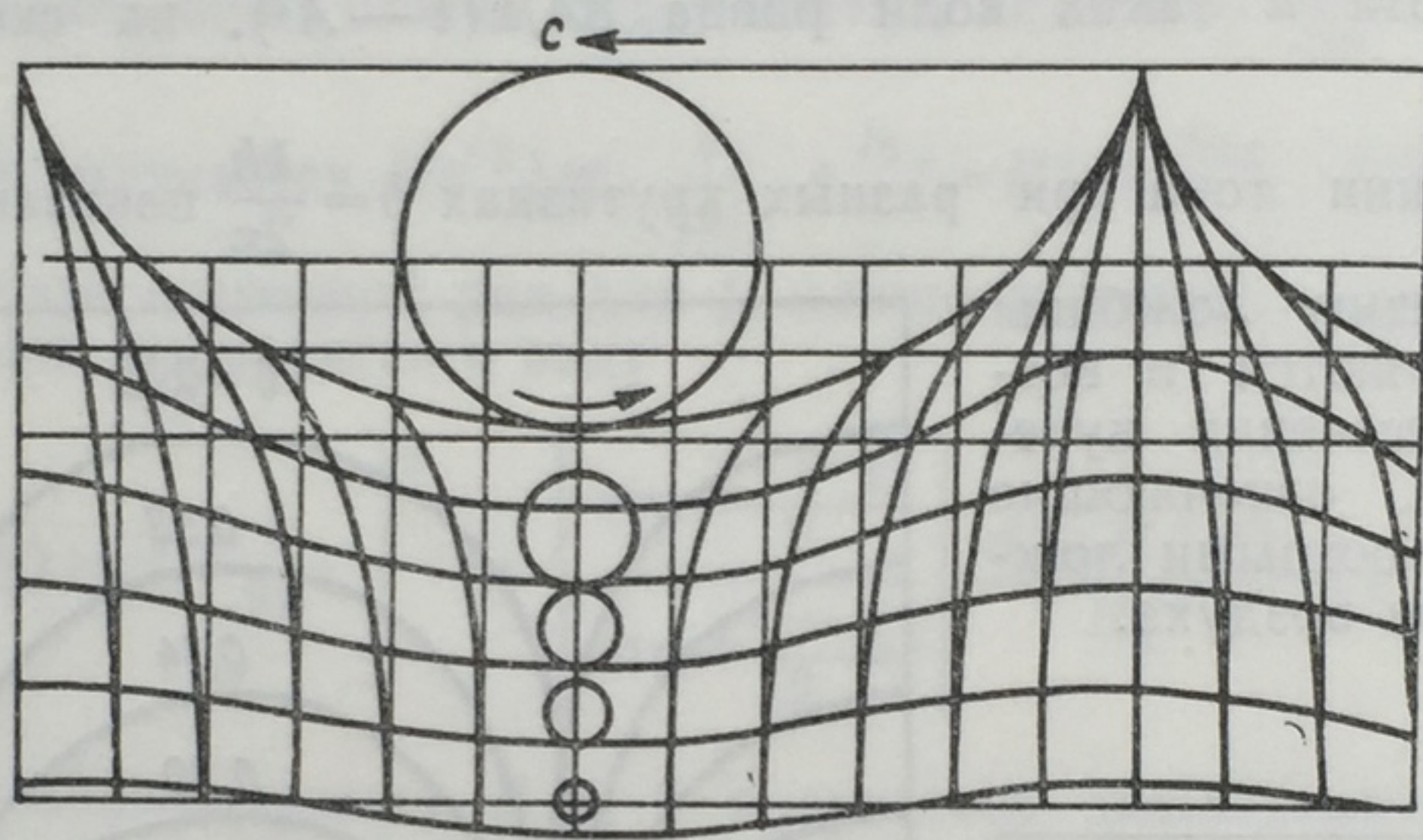


Рис. 3.1.3. Линии тока (постоянного давления) в волне Герстнера.

равен  $-\frac{2ca^2k^3e^{2kz_0}}{1 - a^2k^2e^{2kz_0}}$ . Более общую теорию вихревых волн развили Дюбрэйль-Жакотен [25], Гуйон [26] и Моисеев [27].

Перейдем теперь от решений упрощенных гидродинамических уравнений к реальным морским волнам. В случае развитого волнения целесообразно прибегать к статистическому его описанию, рассматривая  $\zeta(x, t)$  как случайную движущуюся поверхность. Объектами исследования при этом становятся *распределения вероятностей* для значений  $\zeta$  на конечных множествах точек пространства — времени  $(x_n, t_n)$ . Записи волнографов показывают, что при развитом волнении распределение вероятностей для значений  $\zeta$  в фиксированной точке  $x$  близко к гауссовскому. Совместное распределение вероятностей для наклонов поверхности моря  $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$ , измеренное Коксом и Манком [28, 29] по самолетным фотографиям солнечных бликов на поверхности океана, оказалось приблизительно гауссовским (хотя частные распределения для  $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$  и  $\frac{\partial \zeta}{\partial y}$  были более заостренными, чем гауссовские, и распределение для наклонов вдоль ветра было слегка асимметричным). Поэтому для ряда целей может быть достаточной модель гауссовской случайной поверхности  $\zeta(x, t)$ , изученная Лонге-Хиггинсом [30, 31].



Одной из важнейших статистических характеристик случайной функции  $\zeta(\mathbf{x}, t)$  является ее двухточечная корреляционная функция

$$B(\mathbf{r}, \tau) = \langle \zeta(\mathbf{x}, t) \zeta(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle, \quad (3.1.20)$$

где угловые скобки означают статистическое осреднение (если нет статистической однородности по горизонтали, например около берегов, то  $B$  будет зависеть также от  $\mathbf{x}$ ; если нет статистической стационарности во времени, например при развивающемся волнении, то  $B$  будет зависеть также от  $t$ ). Ее преобразование Фурье по  $\mathbf{r}$  и  $\tau$  называется спектром волн:

$$E(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi)^{-3} \int e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega \tau)} B(\mathbf{r}, \tau) d\mathbf{r} d\tau. \quad (3.1.21)$$

Статистически однородная по горизонтали и стационарная случайная функция  $\zeta(\mathbf{x}, t)$  всегда может быть представлена в виде суперпозиции гармонических плоских волн  $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$  со случайными некоррелированными амплитудами  $dZ(\mathbf{k}, \omega)$ , и смысл спектра расшифровывается формулой  $E(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} d\omega = \langle |dZ(\mathbf{k}, \omega)|^2 \rangle$ . Интеграл от  $E(\mathbf{k}, \omega)$  по всем  $(\mathbf{k}, \omega)$  дает  $\langle \zeta^2 \rangle$ ; интеграл по всем  $\mathbf{k}$  дает *частотный спектр*  $E(\omega)$  волн  $\zeta(\mathbf{x}, t)$  в фиксированной точке  $\mathbf{x}$ ; интеграл по всем  $\omega$  дает *пространственный* (двумерный) спектр  $E(\mathbf{k})$  волнения в фиксированный момент времени  $t$ . Положив  $k_x = k \cos \alpha$  и  $k_y = k \sin \alpha$  и проинтегрировав  $kE(k_x, k_y)$  по всем  $\alpha$ , получаем спектр волновых чисел  $E(k)$ .

Каждая плоская синусоидальная волна изображается на графике  $E(\mathbf{k})$  точкой с некоторым весом в плоскости  $\mathbf{k}$ ; зыбь, состоящая из плоских волн одного направления, — точками на одной прямой, проходящей через начало координат; развитое ветровое волнение — точками в некоторой области (вероятно, вытянутой по направлению доминирующего ветра).

Если в случае гравитационных волн на глубокой воде для спектральных компонент  $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} dZ(\mathbf{k}, \omega)$  выполняется дисперсионное соотношение  $\omega^2 = gk$  (на самом деле оно может нарушаться из-за переноса коротких волн длинными и трехволновых взаимодействий), то  $E(\mathbf{k}, \omega) = E(\mathbf{k}) \delta(\omega - \sqrt{gk})$ ; тогда получим  $E(k_x, k_y) dk_x dk_y = \left[ \frac{2\omega^3}{g^2} E\left(\frac{\omega^2}{g} \cos \alpha, \frac{\omega^2}{g} \sin \alpha\right) \right] d\alpha d\omega$ , и выражение в квадратных скобках будет играть роль *спектра направлений и частот*  $E(\alpha, \omega)$  [точное определение которого есть интеграл от  $kE(\mathbf{k}, \omega)$  по всем  $\mathbf{k}$ ; интеграл от  $E(\alpha, \omega)$  по всем  $\alpha$  опять дает частотный спектр].

Частотный спектр волн нетрудно построить по записи одного волнографа. Типичный пример, приведенный на рис. 3.1.4, показывает, что спектр волн довольно узок: основной вклад в  $\langle \zeta^2 \rangle$  здесь вносит полоса частот всего в три октавы. Спектр направлений и частот оценивался по измерениям колебаний и наклонов свободно плавающего буя [33].

Двумерный спектр оценивался по самолетным стереофотографиям поверхности моря [34]. Хорошие перспективы измерений пространственных спектров волнения обещает использование самолетных и спутниковых интерференционных альтиметров и радаров.



Расчет спектров волнения есть задача статистической гидромеханики. Эволюция пространственного спектра  $E(k)$  описывается, вообще говоря, уравнением [4]

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + (C_\alpha + U_\alpha) \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \right] E(k) + \frac{S_{\alpha\beta}(k)}{\rho g} \frac{\partial U_\alpha}{\partial x_\beta} = \Gamma_+(k) - \Gamma_-(k) + T(k), \quad (3.1.22)$$

где  $C_\alpha$  и  $U_\alpha$  — компоненты групповой скорости волн и скорости течения соответственно;  $S_{\alpha\beta}(k)$  — спектральный вклад в тензор избыточного потока импульса, создаваемого волновыми движениями;

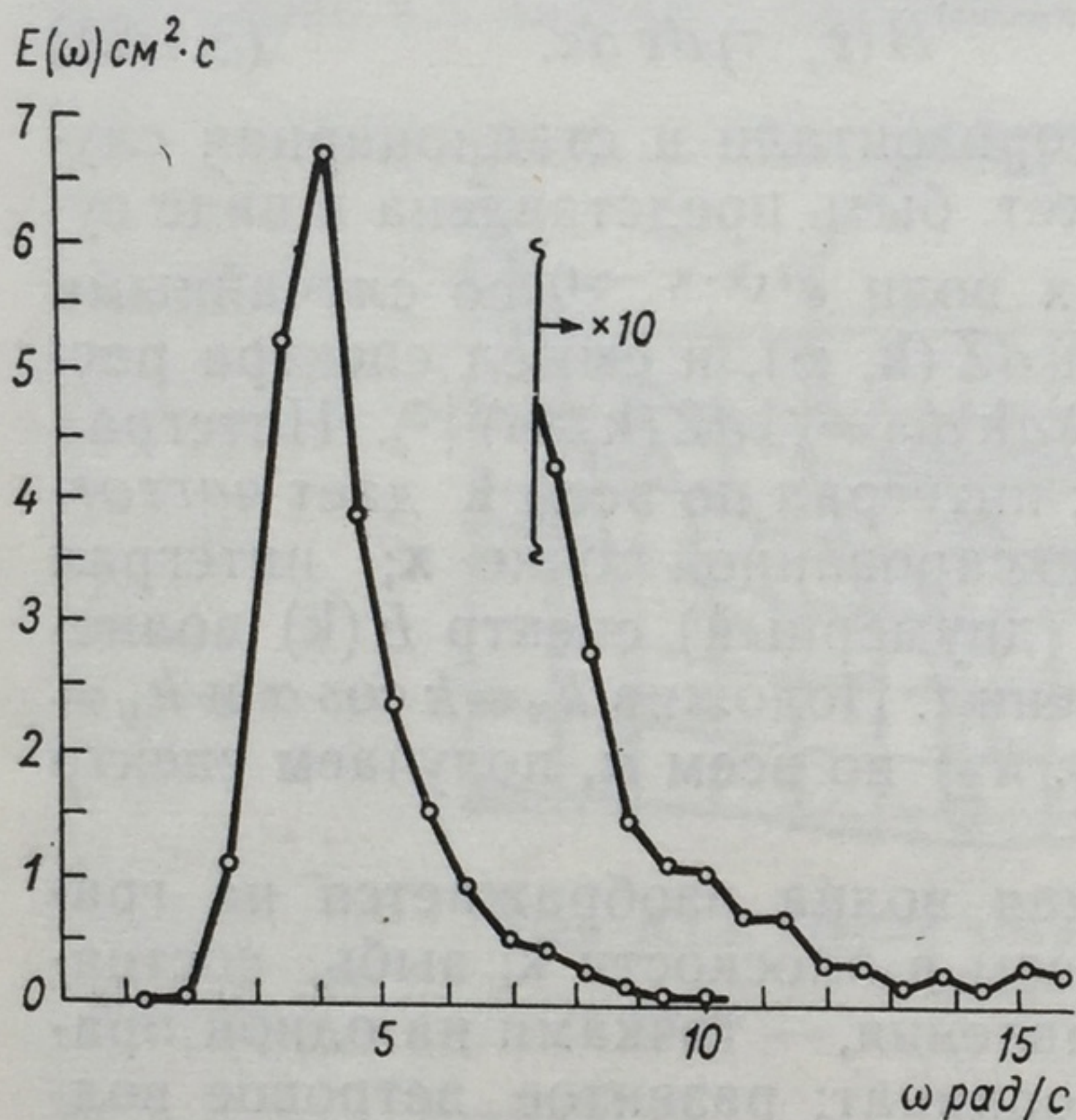


Рис. 3.1.4. Частотный спектр волнения при коротком разгоне ветра ( $\sim 2$  км), измеренный Кинсменом [32].

Правая кривая — значения  $E(\omega)$  при  $\omega > 8$  рад/с в десятикратном увеличении.

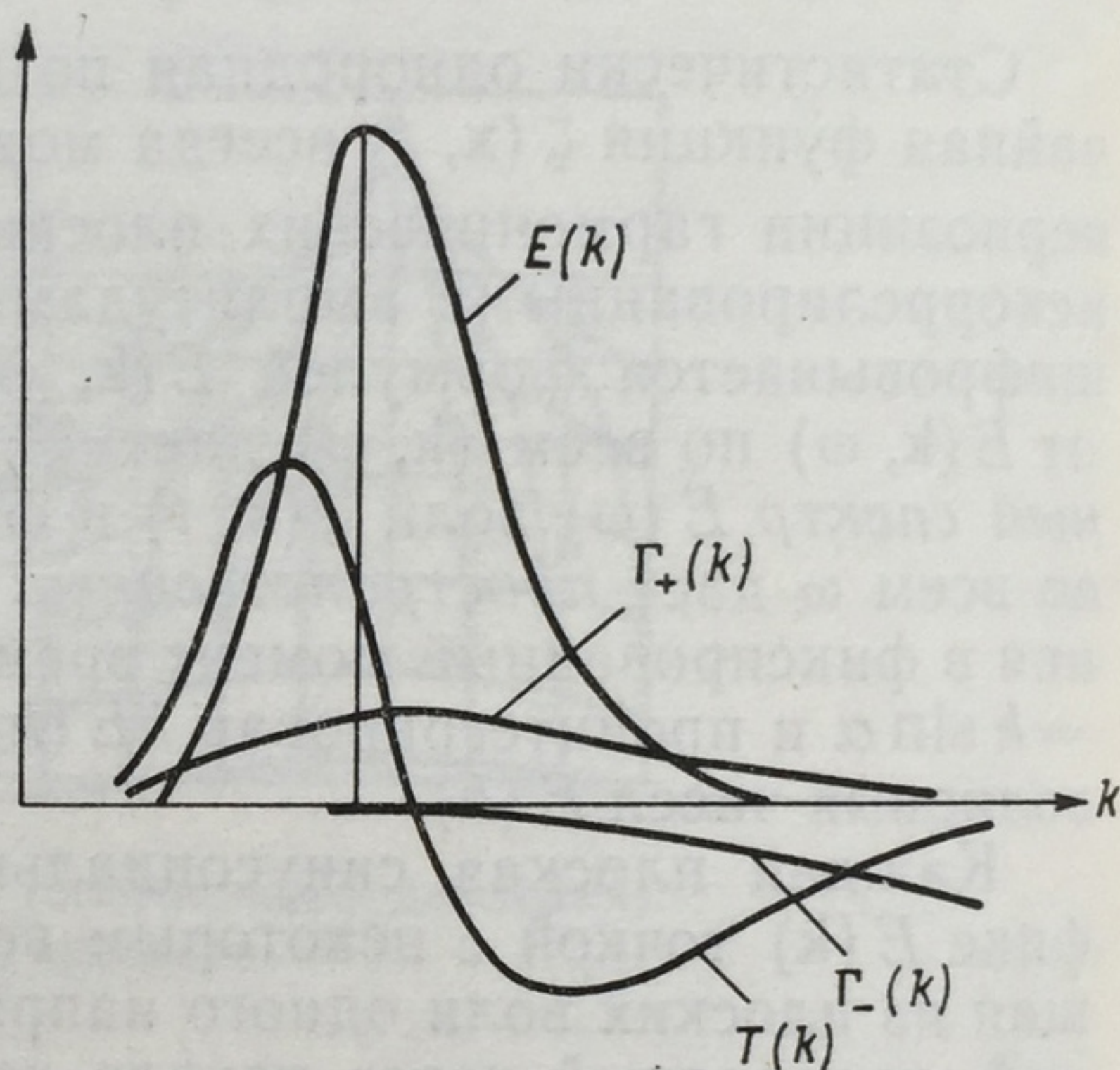


Рис. 3.1.5. Схематическое представление о слагаемых в уравнении для пространственного спектра (3.1.22).

$\Gamma_+$  — скорость притока энергии от ветра;  $\Gamma_-$  — скорость диссипации энергии волн;  $T$  — скорость притока энергии от других волновых компонент. При горизонтальной однородности левая часть равна  $\frac{\partial E(k)}{\partial t}$ . Современные представления о качественном поведении

слагаемых в этом уравнении видны из рис. 3.1.5: атмосферное возбуждение  $\Gamma_+(k)$  имеет довольно широкий спектр с максимумом около максимума спектра волн  $E(k)$ , диссипация  $\Gamma_-(k)$  заметна лишь при больших  $k$ , а взаимодействия волн  $T(k)$  переносят энергию от коротких волн к длинным. Точный вид этих слагаемых пока еще не установлен.

Как уже отмечалось, вследствие медленности перераспределения энергии по спектру, обусловленного взаимодействием между волнами, статистическое равновесие между этим переносом и атмосферным возбуждением в окрестности максимума  $E(k)$  устанавливаться не успевает, и при продолжающемся действии ветра волны



растут: максимум  $E(k)$  растет и смещается в сторону меньших  $k$  (механизм этого роста волн описан Шулейкиным [1]). Но рост волн с фиксированным  $k$  ограничивается условием их устойчивости — требованием, чтобы локальные ускорения на их гребнях не превосходили некоторой доли от  $g$  (для волн Стокса —  $\frac{1}{2}g$ ); переход этого предела приводит к обрушиванию волн. Поэтому в области  $k \gg k_0$ , где  $k_0$  отвечает максимуму  $E(k)$ , спектр расти не может и устанавливается статистическое равновесие, которое при  $k \ll \left(\frac{g}{\gamma}\right)^{1/2}$  определяется только одним параметром  $g$ . Форма спектров в интервале равновесия определяется с помощью соображений размерности [35]:

$$E(k) = Bk^{-4}; \quad E(\omega) = \beta g^2 \omega^{-5}, \quad (3.1.23)$$

где  $B$  и  $\beta$  — числовые постоянные.

По эмпирическим данным, собранным Китайгородским [36], при измерении  $\omega$  в рад/с получается  $\beta \sim 6 \cdot 10^{-3}$ ; при условии  $\omega^2 = gk$  получается  $B \sim \frac{1}{2}\beta$ . На рис. 3.1.6 приведен набор частотных спектров

волнения с различными безразмерными дисперсиями  $\frac{g^2}{u_*^4} \langle \zeta^2 \rangle$  ( $u_*$  —

скорость трения), измеренных Волковым [37]; их высокочастотные ветви все ложатся на одну прямую, отвечающую закону Филлипса (3.1.23). Отметим, что в более детальной теории могут возникнуть поправки к закону Филлипса (в частности, некоторая изменчивость  $\beta$ ) из-за влияния на равновесные волны локальных ускорений, создаваемых более длинными волнами (а может быть, и из-за влияния стратификации верхнего слоя океана) [38]. Отметим еще, что в интервале равновесия спектральный тензор наклонов поверх-

ности моря  $\frac{\partial \zeta}{\partial x_i}$  должен иметь вид  $C_{ij} \omega^{-1}$ , причем при симметрии относительно направления ветра  $x_1$  будет  $C_{12} = C_{21} = 0$ ; это предсказание подтверждено измерениями [33], причем получилось  $C_{11} + C_{22} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ . Поскольку рост капиллярных волн также ограничивается пределом их устойчивости, выше которого под острыми ложбинами образуются пузырьки воздуха, в их спектре также можно ожидать существования интервала равновесия, определяемого на этот раз единственным параметром  $\gamma$ . В этом интервале  $E(\omega) \sim \gamma^{\frac{2}{3}} \omega^{-\frac{7}{3}}$ ,  $E(k) \sim k^{-4}$  и спектральный тензор наклонов должен иметь вид  $C'_{ij} \omega^{-1}$ ; последний результат подтвержден лабораторными измерениями Кокса [39], причем получилось  $C'_{11} + C'_{22} \approx 1 \cdot 10^{-2}$ .

Что же касается неравновесной части спектра в окрестности его максимума, а потому и полной дисперсии  $\langle \zeta^2 \rangle$ , то они могут зависеть



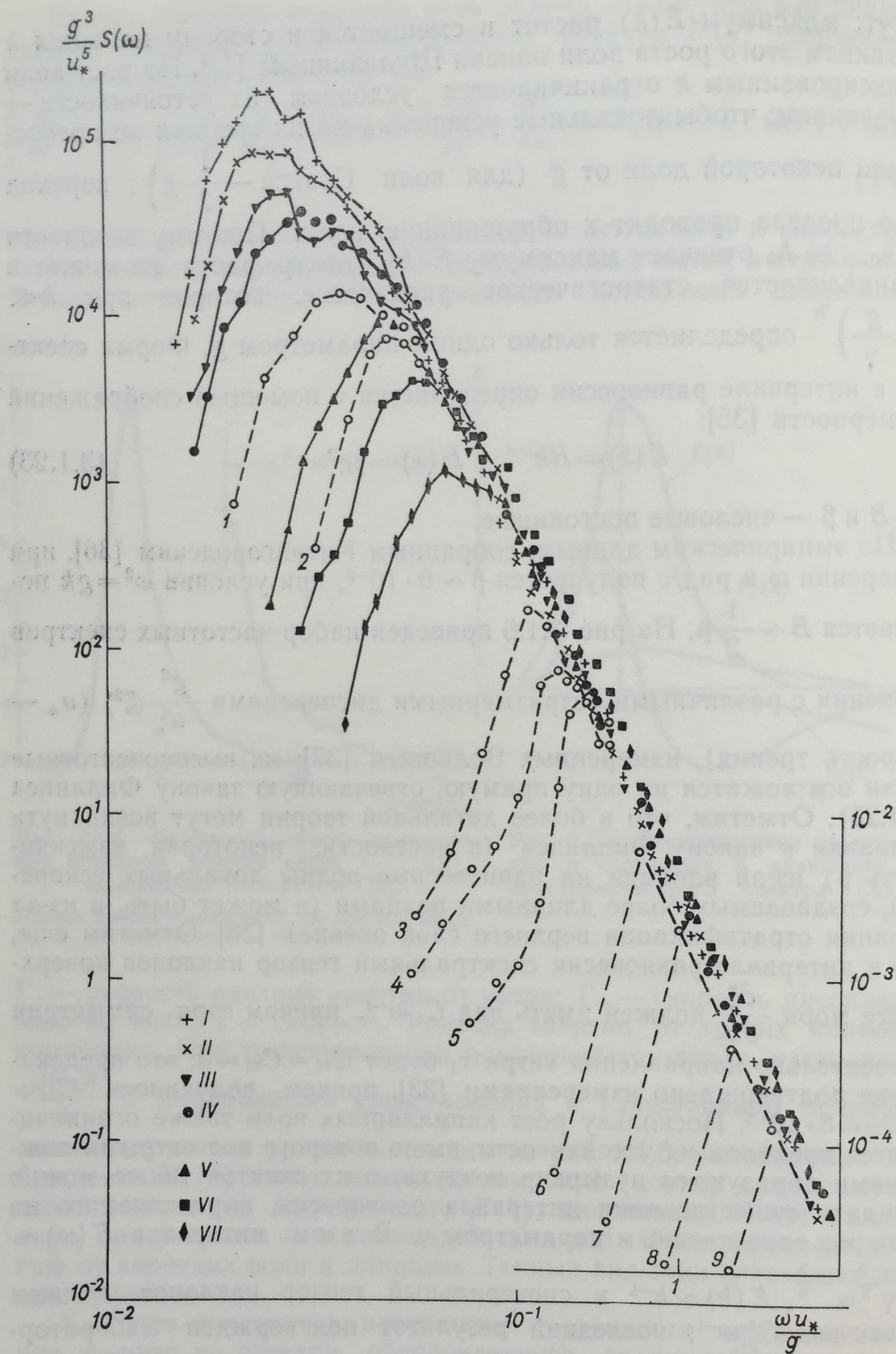


Рис. 3.1.6. Частотные спектры волнения с различными безразмерными дисперсиями  $\frac{g^2}{u_*^4} \langle \zeta^2 \rangle$  (по Волкову [37]).

1—VII — от 5730 до 116; 1—9 — от 570 до  $2,1 \cdot 10^{-3}$ . Масштабы для кривых 6—9 (лабораторные эксперименты) изменены (см. систему координат в правом нижнем углу рисунка).



прежде всего от продолжительности действия ветра  $t$  и его разгона  $x$ . Расчет этой зависимости для полной энергии волн  $E = \rho g \langle \zeta^2 \rangle$  можно осуществить при помощи уравнения переноса энергии, получаемого интегрированием (3.1.22) по всем  $k$  [при этом интеграл от  $T(k)$  равен нулю].

Шулейкин [1] представил слагаемые в таком уравнении (при  $U_\alpha = 0$ ) полуэмпирическими выражениями, считая, что  $C \sim \zeta^{\frac{1}{2}}$  (т. е. что длины волн растут пропорционально их высоте), атмосферное возбуждение  $\sim \zeta$  и диссипация  $\sim \zeta^2$ , и привел это уравнение в соответствующих безразмерных переменных к виду

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \zeta^{1/2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 1 - \zeta.$$

Китайгородский [36] в 1962 г. предложил для не слишком коротковолновой части неравновесного спектра при не слишком малых  $t$  и  $x$  гипотезу подобия, по которой спектр определяется только

двумя параметрами:  $g$  и  $u_* = \left( \frac{\tau}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}}$  (где  $\tau$  — ветровое напряжение трения на поверхности воды), так что

$$E(\omega) = \frac{u_*^5}{g^3} f_1 \left( \frac{u_* \omega}{g}, \frac{gt}{u_*}, \frac{gx}{u_*^2} \right);$$

$$\langle \zeta^2 \rangle = \frac{u_*^4}{g^2} f_2 \left( \frac{gt}{u_*}, \frac{gx}{u_*^2} \right), \quad (3.1.24)$$

причем при  $x$  меньше некоторого значения  $\frac{u_*^2}{g} f_3 \left( \frac{gt}{u_*} \right)$  (соответствующего так называемому фронту установившегося волнения) здесь пропадает зависимость от  $t$ , а при  $x$  больше этого предела пропадает зависимость от  $x$  (а затем, может быть, ослабевает и зависимость от  $t$ ). Эти предсказания, по-видимому, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (одним из примеров может служить рис. 3.1.6) [36]. Для спектра предположительно асимптотического, «полностью развитого волнения» (существование которого, однако, в свете вышесказанного о неравновесности спектров сомнительно) Пирсон и Москович [40] подбирали формулу  $\frac{g^3}{U^5} E(\omega) = 4 \cdot 10^{-3} f^{-5} \exp(-0,74 f^{-4})$ , где  $f = \frac{U\omega}{g}$

и  $U$  — скорость ветра; при этом  $\langle \zeta^2 \rangle^{1/2} = 0,05 \frac{U^2}{g}$  и максимуму спектра отвечает частота  $\omega = 0,88 \frac{g}{U}$ , что может служить ориентиром для оценки высот и длин доминирующих волн при сильном ветре.



При малых  $t$  (начальная стадия роста ветровых волн) весь спектр  $E(k, t)$  является неравновесным. Его можно рассчитать при помощи линеаризованных уравнений (3.1.9), заменив правую часть второго из них на  $-\frac{p_a}{\rho}$  и представив флюктуации атмосферного давления  $p_a$  в виде суммы статистически стационарных флюктуаций  $p_1$ , создаваемых турбулентностью в не возмущенном волнами приводном слое воздуха, и флюктуаций  $p_2$ , индуцированных волнами. Пространственные амплитуды Фурье последних будут пропорциональны амплитудам Фурье  $dZ(k, t)$  поля волн  $\zeta(x, t)$ , так что их можно записать в виде  $\alpha \rho c^2 k dZ(k, t)$ , где  $\alpha$  — малое комплексное число (его мнимую часть мы обозначим  $\mu$ ). Выразив теперь при помощи вышеуказанных линеаризованных уравнений  $dZ(k, t)$  через амплитуды Фурье функции  $p_1(x, t)$ , при  $\theta(k) \ll t \ll \frac{1}{\omega}$  [где  $\theta(k)$  — вре-

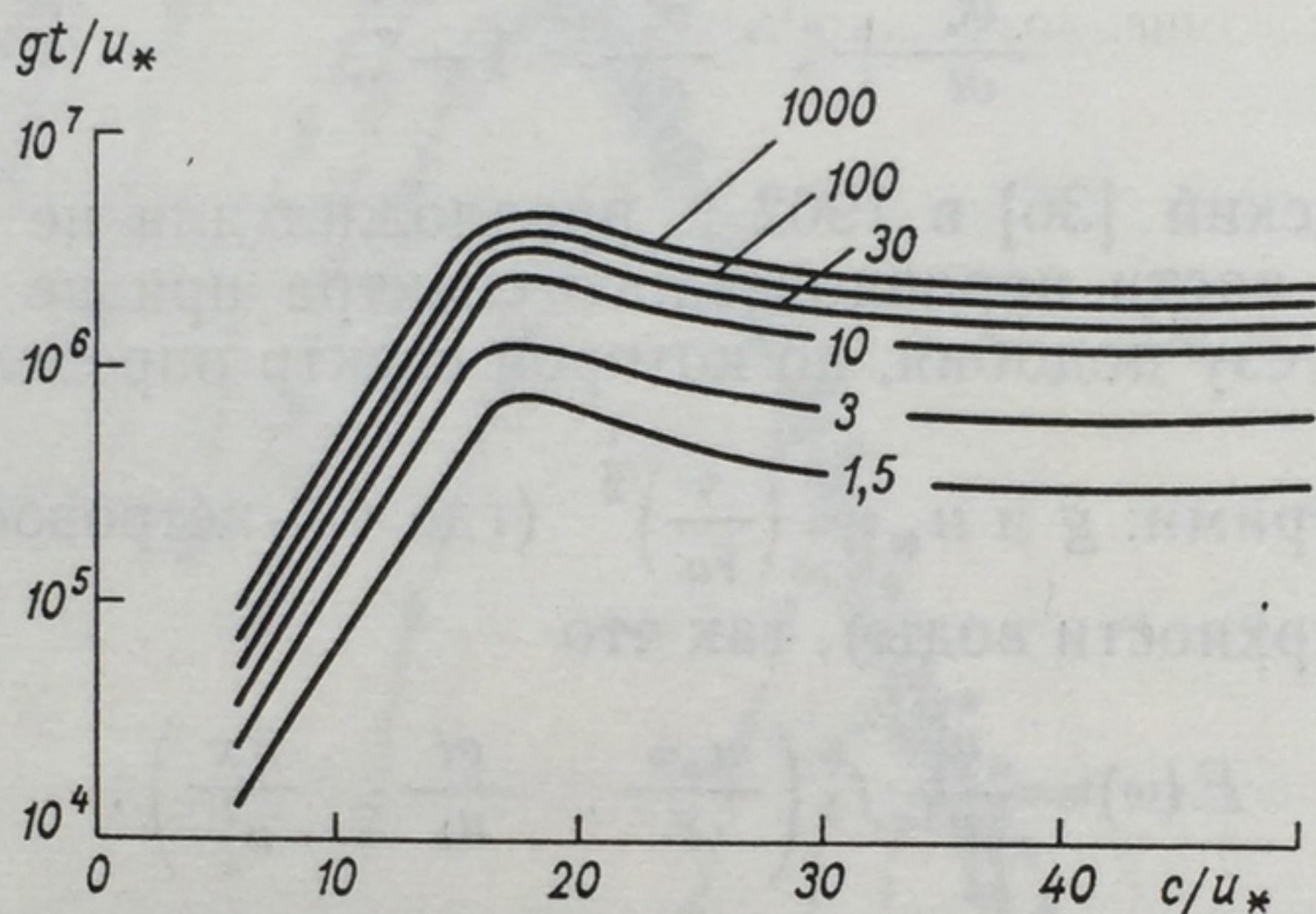


Рис. 3.1.7. Коэффициент усиления волн  $M$  формулы (3.1.25) как функция от безразмерной частоты  $\frac{u_*\omega}{g}$  и безразмерного времени  $\frac{gt}{u_*}$  (по Филлипсу [4]).

менной масштаб корреляции  $k$ -компоненты поля  $p_1$  в системе отсчета, движущейся со скоростью  $u(k)$  переноса этой компоненты ветром], получим [4]

$$E(k, t) = \frac{\pi}{\rho^2 c^2} P(k, \omega) M(t);$$

$$M(t) = \frac{\text{sh } \mu \omega t}{\mu \omega}, \quad (3.1.25)$$

где  $P(k, \omega)$  — пространственно-частотный спектр поля  $p_1(x, t)$ , а  $\omega$  и  $c$  определяются дисперсионным соотношением для глубокой воды. При малых  $\mu \omega t$  получается  $M(t) \approx t$ ; это обнаруженная Филлипсом [41] резонансная стадия роста волн [по определению  $u(k)$  спектр  $P(k, \omega)$  имеет максимум при  $\omega = \pm k \times u(k)$ , так что реакция поверхности воды на действие поля давления  $p_1$  максимальна, когда преобладающая частота переносимых ветром  $k$ -компонент давления  $p_1$  совпадает с частотой свободных волн с тем же волновым вектором; индуцированные волнами флюктуации давления на этой стадии несущественны].

При  $\mu \omega t > 1$  рост спектра (3.1.25) со временем становится экспоненциальным; индуцированные волнами флюктуации давления  $p_2$  (по крайней мере, определяемая параметром  $\mu$  их часть, синфазная с наклоном поверхности волн) здесь играют существенную роль, т. е. в системе ветер—волны включается обратная связь. Эта экспоненциальная стадия роста волн впервые была рассчитана Майлсом [42] при решении классической задачи о гидродинамической неустойчивости профиля скорости в потоке воздуха над свободной поверхностью воды (сводя-



шейся к проблеме собственных значений для соответствующего уравнения Орра—Зоммерфельда; поток воздуха здесь считался квазиламинарным, но с логарифмическим профилем скорости, типичным для турбулентного течения.

Главной трудностью в этой теории является расчет параметра  $\mu = \frac{2\tau_2}{\rho c^2 k^2 a^2}$  (где  $\tau_2$  — индуцированное волнами напряжение трения на поверхности воды,  $a$  — амплитуда волны  $\zeta = a \cos kx$ ), зависящего и от  $k$ , и от профиля скорости ветра. Такой расчет излагается Филлипсом [4]; его результаты для коэффициента усиления волн  $M$  как функции от безразмерной частоты  $\frac{u_* \omega}{g}$  и безразмерного времени  $\frac{gt}{u_*}$  в случае  $k \parallel u(k)$  представлены на рис. 3.1.7. Заметим, однако, что некоторые новейшие экспериментальные данные, просуммированные Пондом [43], обнаруживают значительно более быстрый рост волн, чем по упомянутым расчетам, так что последние, возможно, требуют пересмотра.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ш у л е й к и н В. В. Теория морских волн.— «Труды Морского гидрофизического института АН СССР», 1956, т. 9. 142 с.
2. За х а р о в В. Е. Устойчивость периодических волн конечной амплитуды на поверхности глубокой жидкости.— «Прикл. мех. и техн. физ.» 1968, № 2, с. 86—94.
3. Stokes G. G. On the theory of oscillatory waves.— „Trans. Cambr. Phil. Soc.“, 1847, vol. 8, p. 441—455.
4. Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969. 267 с.
5. Ка дом ц е в Б. Б., Кар п м а н В. И. Нелинейные волны.— «Успехи физических наук», 1971, т. 103, вып. 2, с. 193—211.
6. McGoldrick L. F. Resonant interactions among capillary—gravity waves.— „J. Fluid Mech.“, 1965, vol. 21, pt. 2, p. 305—332.
7. Phillips O. M. On the dynamics of unsteady waves of finite amplitude.— „J. Fluid Mech.“, 1960, vol. 9, pt. 1, p. 193—217.
8. Longuet-Higgins M. S. Resonant interactions between two trains of gravity waves.— „J. Fluid Mech.“, 1962, vol. 12, pt. 2, p. 321—332.
9. Longuet-Higgins M. S., Phillips O. M. Phase velocity effect of wave interactions.— „J. Fluid Mech.“, 1962, vol. 12, pt. 2, p. 333—336.
10. Hasselmann K. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum.— „J. Fluid Mech.“, 1962, vol. 12, pt. 3, p. 481—500.
11. Hasselmann K. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum.— „J. Fluid Mech.“, 1963, vol. 15, pt. 2, p. 273—281.
12. Benney D. J. Non-linear gravity wave interactions.— „J. Fluid Mech.“, 1962, vol. 14, pt. 4, p. 577—584.
13. Bretherton F. P. Resonant interactions between waves.— „J. Fluid Mech.“, 1964, vol. 20, pt. 4, p. 457—480.
14. Benjamin T. B., Feir J. E. The disintegration of wave trains on deep water.— „J. Fluid Mech.“, 1967, vol. 27, pt. 3, p. 417—430.
15. Нелинейная теория распространения волн. Пер. с англ. М., «Мир», 1970, 231 с.
16. Longuet-Higgins M. S. and Smith N. D. An experiment on third-order resonant wave interactions.— „J. Fluid Mech.“, 1966, vol. 25, pt. 3, p. 417—435.
17. McGoldrick F., Phillips O. M., Huang N., Hodgson T. Measurements of third-order resonant wave interactions.— „J. Fluid Mech.“, 1966, vol. 25, pt. 3, p. 437—456.
18. Stokes G. G. Supplement to a paper on the theory of oscillatory waves.— „Math. and Phys. Pap.“, Cambr. Univ. Press, 1880, vol. 1, p. 197—229.
19. Некрасов А. И. О волнах установившегося вида. Ч. I.— «Изв. Иваново-Вознесенского политехн. ин-та», 1921, № 3, с. 52—65.
20. Некрасов А. И. О нелинейных интегральных уравнениях. Ч. II.— «Изв. Иваново-Вознесенского политехн. ин-та», 1922, № 6, с. 3—19.



21. Levi-Civita T. Determination rigoureuse des ondes permanentes d'ampleur finie.—„Math. Ann.“, 1925, Bd. 93, Heft 4, p. 264—314.
22. Слезкин Н. А. Об установившихся капиллярных волнах.—«Уч. записки МГУ», 1937, вып. 7, с. 71—102.
23. Crapper G. D. An exact solution for progressive capillary waves of arbitrary amplitude.—„J. Fluid Mech.“, 1957, vol. 2, pt. 6, p. 532—540.
24. Gerstner F. J. Theorie der Wellen, Abh. d. k. Bohm. Ges. d. Wiss., 3, 1, 1804, перепечатано в Ann. Physik, 1809, 32, p. 412—445.
25. Dubreil-Jacotin L. Sur la determination rigoureuse des ondes permanentes periodiques d'ampleur finie.—„J. Math. Pure et Appl.“, 1934, tome 13, No. 3, p. 217—291.
26. Gouyon R. Sur les houles planes en profondeur, infinie.—„Compt. Rend. Acad. Sci.“ 1958, tome 247, Nos. 1 (p. 33—35), 2 (p. 180—182), 3 (p. 266—269).
27. Моисеев Н. Н. Теоремы существования и неединственности вихревых волн периодического типа.—«Прикл. матем. и мех.», 1969, т. 24, № 4, с. 711—714.
28. Cox C. S., Munk W. H. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter.—„J. Optic. Soc. Am.“, 1954, vol. 44, No. 11, p. 838—850.
29. Cox C. S., Munk W. H. Statistics of the sea surface derived from sun glitter.—„J. Marine Res.“, 1954, vol. 13, No. 2, p. 198—227.
30. Лонге-Хиггинс М. С. Статистический анализ случайной движущейся поверхности.—В сб.: Ветровые волны. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962, с. 125—218.
31. Лонге-Хиггинс М. С. Статистическая геометрия случайных поверхностей.—В сб.: Гидродинамическая неустойчивость. Пер. с англ. М., «Мир», 1964, с. 124—167.
32. Kinsman B. Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface. 1965, N. Y. 676 p.
33. Longuet-Higgins M. S., Cartwright D. E., Smith N. D. Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy.—In: „Ocean Wave Spectra“. Englewood Cliffs, 1963, N. Y., p. 111—136.
34. Cote L. I., Davis I. O., Marks W., McGough R. J., Mehr E., Pierson W. J., Ropek I. F., Stephenson G., Vetter R. C. The directional spectrum of a wind general sea determined by the Stereo Wave Observation Project.—Meteorol. Pap. New York Univ., Coll. of Engineers, 1960, vol. 2, No. 6.
35. Phillips O. M. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves.—„J. Fluid Mech.“, 1958, vol. 4, p. 426—434. (См. перевод в сб. «Ветровые волны», пер. с англ., изд-во иностр. лит-ры, 1962, с. 219—229.)
36. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеиздат, 1970. 281 с.
37. Волков Ю. А. Анализ спектров морского волнения, развивающегося под действием турбулентного ветра.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1968, т. 4, № 9, с. 968—987.
38. Заславский М. М., Китайгородский С. А. О равновесном интервале в спектре генерируемых ветром поверхностных гравитационных волн.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 565—575.
39. Cox C. S. Measurements of slopes of high-frequency wind waves.—„J. Marine Res.“, 1958, vol. 16, No. 3, p. 199—225.
40. Pierson W. I., Moskowitz L. A proposed spectral form for fully-developed seas based on the similarity theory of Kitaigorodsky S. A.—„J. Geoph. Res.“, 1964, vol. 69, No. 24, p. 5181—5190.
41. Phillips O. M. On the generation of waves by turbulent wind.—„J. Fluid Mech.“, 1957, vol. 2, pt. 5, p. 417—445.
42. Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows.—„J. Fluid Mech.“, 1957, vol. 3, pt. 2, p. 185—204.
43. Pond S. Air—Sea Interaction.—„Trans. Amer. Geophys. Un.“, 1971, vol. 52, No. 6, p. 389—394.

зываются  
они дост  
примен  
профил  
глубине  
суточные

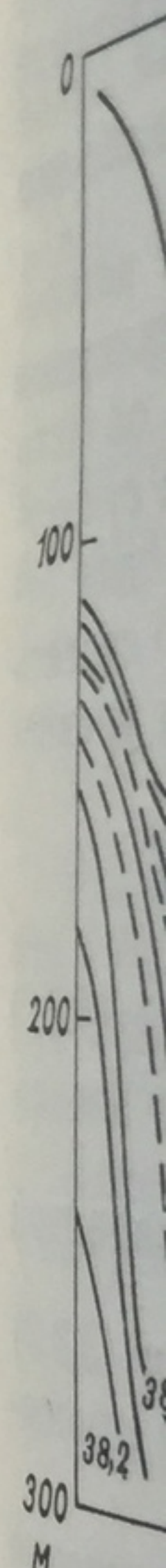


Рис. 3.2

В на  
мелком  
волн, пр  
ской кр  
вать ур

Осн  
ключат  
воды, т  
скольк  
нию со  
считат



### 3.2. Внутренние волны

Как и волны на поверхности воды, внутренние волны оказываются в океане фактически повсеместным явлением. Иногда же они достигают поистине грандиозных размеров (см. на рис. 3.2.1 пример Боккеля [1], наблюдавшего по колебаниям вертикального профиля солености в Гибралтарском проливе внутреннюю волну на глубине 150 м с амплитудой около 100 м и приблизительно полусуточным периодом).

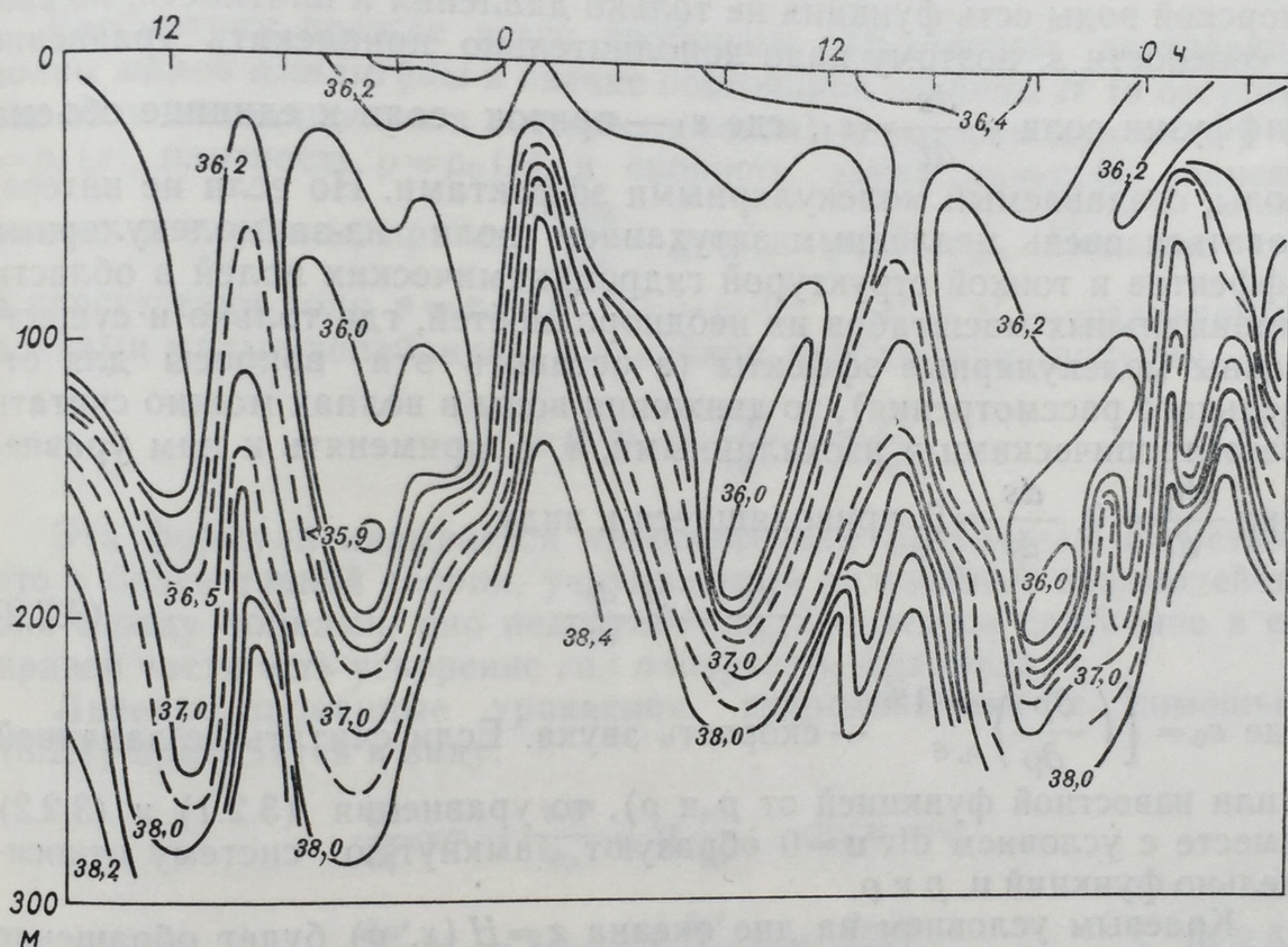


Рис. 3.2.1. Колебания солености (‰) в Гибралтарском проливе ( $35^{\circ}54,6'$  с. ш.,  $5^{\circ}44,4'$  з. д.) 16—18 мая 1961 г. (по Боккелю [1]).

В настоящем разделе мы ограничимся рассмотрением только мелкомасштабных (коротких и короткопериодных) внутренних волн, при описании которых можно пренебречь влиянием сферической кривизны Земли и ее вращения (силы Кориолиса) и записывать уравнения движения воды в виде

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g} + \nu \Delta \mathbf{u}. \quad (3.2.1)$$

Основное отличие от теории волн на поверхности воды будет заключаться в том, что теперь необходимо учитывать неоднородность воды, т. е. изменения ее плотности в пространстве и времени. Поскольку скорости движения воды в волнах очень малы по сравнению со скоростью звука, движение при этом, как известно, можно считать бездивергентным, т. е. можно полагать  $\text{div } \mathbf{u} = 0$ ; это



условие отфильтровывает из решений уравнений гидродинамики звуковые волны.

Для описания колебаний плотности следует использовать уравнение баланса энтропии  $\rho \frac{d\eta}{dt} = \varepsilon$ , где  $\eta$  — удельная энтропия и

$\varepsilon$  — изменение энтропии единицы объема воды, вызываемое молекулярными эффектами и лучистым теплообменом. Уравнения баланса энтропии, вообще говоря, недостаточно, так как энтропия морской воды есть функция не только давления и плотности, но еще и солёности  $s$ ; поэтому надо дополнительно привлекать уравнение

диффузии соли  $\rho \frac{ds}{dt} = \varepsilon_1$ , где  $\varepsilon_1$  — приток соли к единице объема

воды, создаваемый молекулярными эффектами. Но если не интересоваться очень медленным затуханием волн из-за молекулярных эффектов и тонкой структурой гидродинамических полей в области минимальных масштабов их неоднородностей, где только и существенны молекулярные эффекты (а оставить эти вопросы для отдельного рассмотрения), то движения воды в волнах можно считать изоэнтропическими и изохалинными, т. е. применять к ним уравне-

ния  $\frac{d\eta}{dt} = 0$ ,  $\frac{ds}{dt} = 0$ , приводящиеся к виду

$$\frac{dp}{dt} = c_0^2 \frac{d\rho}{dt}, \quad (3.2.2)$$

где  $c_0 = \left[ \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\eta, s} \right]^{1/2}$  — скорость звука. Если считать ее заданной (или известной функцией от  $p$  и  $\rho$ ), то уравнения (3.2.1) и (3.2.2) вместе с условием  $\text{div } \mathbf{u} = 0$  образуют замкнутую систему относительно функций  $\mathbf{u}$ ,  $p$  и  $\rho$ .

Краевым условием на дне океана  $z = H(x, y)$  будет обращение в нуль скорости  $\mathbf{u}$  [а если в уравнениях движения (3.2.1) не учитываются силы вязкости, то только нормальной к поверхности дна компоненты скорости, при плоском дне — вертикальной компоненты  $w$ ]. На поверхности океана  $z = \zeta(x, y, t)$ , вообще говоря, должны выполняться те же кинематическое и динамическое краевые условия, что и в случае волн на поверхности воды; тогда будут учтены и поверхностные и внутренние волны и их возможные взаимодействия. Однако при расчете внутренних волн представляется разумным пренебречь капиллярными эффектами на поверхности оке-

ана и записывать динамическое краевое условие в виде  $\frac{dp}{dt} = \frac{dp_a}{dt}$  при  $z = \zeta(x, y, t)$ .

Для изучения свойств внутренних волн часто отфильтровывают поверхностные волны, т. е. пренебрегают колебаниями поверхности океана, предполагая ее совпадающей с плоскостью  $z = 0$  и ставя на ней кинематическое краевое условие  $w = 0$ ; некоторая искусственность такой постановки задачи приводит к тому, что динамическое краевое условие  $p = p_a$  при этом, строго говоря, не выполняется. Но колебания поверхности океана, создаваемые внутренними волнами, хотя и



малы, все же, по-видимому, не равны нулю: в записях сейсмографов на арктическом льду обнаруживаются колебания с периодами, свойственными внутренним волнам. Поэтому в более точной теории внутренних волн целесообразно использовать хотя бы линеаризованные кинематическое и динамическое краевые условия, имеющие вид

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}; \quad \frac{\partial p}{\partial t} + g \rho_0 w = \frac{\partial p_a}{\partial t}, \quad (3.2.3)$$

приближенно относя их к уровню  $z=0$  (здесь  $\rho_0$  — квазистационарная часть плотности).

Рассмотрим прежде всего свободные ( $p_a = \text{const}$ ) внутренние волны *малой амплитуды* в океане постоянной глубины  $H$  (в отсутствие волн находящемся в состоянии покоя), в котором давление  $p = p_0(z)$ , плотность  $\rho = \rho_0(z)$  и скорость звука  $c_0 = c_0(z)$  зависят только от глубины, причем  $\frac{d\rho_0}{dz} = g\rho_0$  и  $\rho_0(0) = \rho_a$ . Полагая, что в присутствии волн  $p = p_0 + p'$  и  $\rho = \rho_0 + \rho'$  ( $p'$  и  $\rho'$  — создаваемые волнами малые колебания), в линейном приближении получим

$$-\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g} \approx -\frac{\nabla p'}{\rho_0} + \mathbf{g} \frac{\rho'}{\rho_0}. \quad (3.2.4)$$

Эта формула называется *приближением Буссинеска* (заметим, что в более точной теории, учитывающей нелинейные взаимодействия между волнами, оно недостаточно [2]); второе слагаемое в ее правой части есть ускорение *сил плавучести* Архимеда.

Линеаризованные уравнения гидродинамики с помощью (3.2.4) приводятся к виду:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= -\frac{\nabla p'}{\rho_0} + \mathbf{g} \frac{\rho'}{\rho_0}; \quad \text{div } \mathbf{u} = 0; \\ \frac{\partial p'}{\partial t} + g\rho_0 w &= c_0^2 \left( \frac{\partial \rho'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} \right). \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

Их надлежит решать при однородных краевых условиях:  $\frac{\partial p'}{\partial t} + g\rho_0 w = 0$  при  $z=0$  и  $w=0$  при  $z=H$ . Колебания поверхности океана будут описываться значениями  $\zeta = -\frac{p'}{g\rho_0}$  при  $z=0$ .

Согласно уравнениям, вертикальная проекция вихря скорости  $\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  не меняется со временем; для волн ее следует положить равной нулю, так что горизонтальные движения в волнах оказываются безвихревыми (но это не означает, что внутренние волны потенциальны!). Далее мы будем рассматривать только случай, когда стратификация океана всюду гидростатически устойчива, так что частота Вайсала—Брента  $N$  вещественна и положительна, и будем пользоваться *потенциальной плотностью*  $\rho_\pi$ , определяемой из



соотношения  $\frac{d \ln \rho_{\Pi}}{dz} = -\frac{N^2}{g}$  с условием  $\rho_{\Pi} = \rho_0$  при  $z=0$ . Используя  $\rho_{\Pi}$ , введем энергетический интеграл

$$E = \frac{1}{2} \rho_s g \zeta^2 + \int_0^H \left[ \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{g^2}{2} \left( \frac{p' - c_0^2 \rho'}{\rho_0 c_0^2 N} \right)^2 \right] \rho_{\Pi} dz. \quad (3.2.6)$$

С помощью уравнений (3.2.5) можно убедиться, что осредненная по горизонтали величина  $\bar{E}$  не меняется со временем [при упрощенном краевом условии  $w=0$  при  $z=0$  первое слагаемое в (3.2.6) исчезает].

Из (3.2.5) легко выводятся следующие уравнение и краевые условия для вертикальной скорости:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \Delta w + \frac{N^2}{g} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + N^2 \Delta_h w = 0;$$

$$\frac{\partial^3 w}{\partial t^2 \partial z} + g \Delta_h w = 0 \quad \text{при } z=0; \quad w=0 \quad \text{при } z=H. \quad (3.2.7)$$

Таким образом, частота Вайсала—Брента оказывается единственной характеристикой стратификации океана, определяющей поведение внутренних волн. Отметим, что в литературе (например, в книгах Филлипса [3] и Краусса [4]) приводятся несколько иные формы этого уравнения, возникающие при неаккуратном использовании уравнения неразрывности.

В случае плоского дна ( $H = \text{const}$ ) уравнения (3.2.5) имеют элементарные решения в виде плоских волн, зависящих от горизонтальных координат  $x, y$  и времени  $t$  по закону  $e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$ , амплитуды которых суть функции от глубины  $z$ , связанные соотношениями:

$$\zeta = \frac{i \omega_0}{\omega}; \quad u = \frac{i k_1}{k^2} \frac{\partial w}{\partial z}; \quad v = \frac{i k_2}{k^2} \frac{\partial w}{\partial z};$$

$$p' = \frac{i \omega \rho_0}{k^2} \frac{\partial w}{\partial z}; \quad \rho' = \frac{i \omega \rho_0}{k^2 c_0^2} \left( \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{k^2 c_0^2 N^2}{g \omega^2} w \right), \quad (3.2.8)$$

причем возможные частоты  $\omega$  и соответствующие им амплитуды  $w(z)$  должны определяться из уравнений:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{N^2}{g} \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} k^2 w = 0;$$

$$\omega^2 \frac{\partial w}{\partial z} + g k^2 w = 0 \quad \text{при } z=0; \quad w=0 \quad \text{при } z=H. \quad (3.2.9)$$

Заметим, что *внутренние волны оказываются вихревыми*: при выборе оси  $x$  по направлению распространения волны для амплитуды вихря скорости  $\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$  получается выражение



$\frac{i}{k} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - k^2 \omega \right)$ , обращающееся в нуль на поверхности океана, но, вообще говоря, отличное от нуля на глубинах.

Общая теория спектра собственных частот и вертикальной структуры малых колебаний в океане обсуждается в главе 4 (раздел 4.1). Отметим, что благодаря наличию интеграла энергии  $\bar{E} = \text{const}$  все частоты  $\omega$  вещественны. Спектр частот  $\omega$  и форма собственных функций  $\omega(z)$  зависят от вида функции  $N(z)$ . Для океана типичны малые значения  $N(z)$  в верхнем перемешанном слое (его толщину обозначим  $h$ ) и ниже пикноклина (толщину которого обозначим  $\delta$ ) и максимум  $N(z)$  в слое скачка плотности в пикноклине, так что качественно правильную картину даст трехслойная модель, в которой частота  $N$  равна нулю вне пикноклина и постоянна в нем. В этой модели в океане бесконечной глубины всюду непрерывные собственные функции  $\omega(z)$  с непрерывной производной при  $z = h + \delta$  имеют вид

$$\omega(z) = \begin{cases} \omega(h) \frac{\omega^2 \operatorname{ch} kz - gk \operatorname{sh} kz}{\omega^2 \operatorname{ch} kh - gk \operatorname{sh} kh}, & 0 \leq z \leq h, \\ \omega(h) e^{-\frac{N^2}{2g}(z-h)} \frac{l \cos l(h+\delta-z) + k \left(1 - \frac{N^2}{2gk}\right) \sin l(h+\delta-z)}{l \cos l\delta + k \left(1 - \frac{N^2}{2gk}\right) \sin l\delta}, & h \leq z \leq h+\delta, \\ \omega(h) e^{-\frac{N^2}{2g}\delta} \frac{l}{l \cos l\delta + k \left(1 - \frac{N^2}{2gk}\right) \sin l\delta} e^{-k(z-h-\delta)}, & z \geq h+\delta, \end{cases} \quad (3.2.10)$$

где  $l$  — вертикальное волновое число, связанное с частотой  $\omega$  соотношением

$$\omega^2 = N^2 \left( 1 + \frac{l^2}{k^2} + \frac{N^4}{4g^2k^2} \right)^{-1}. \quad (3.2.11)$$

Условие непрерывности  $\frac{\partial \omega}{\partial z}$  при  $z = h$ , во-первых, при  $\omega^2 = gk$  удовлетворяется для любых  $N$  и  $k$  [при этом  $\omega(z) = \omega(0)e^{-kz}$  для всех  $z$ , т. е. имеются поверхностные волны, не искажаемые стратификацией океана] и, во-вторых, при  $\omega^2 \neq gk$  оно дает для определения возможных вертикальных волновых чисел  $l$  [или в силу (3.2.11) частот  $\omega$ ] внутренних волн уравнение

$$\operatorname{tg} l\delta = f(l); \quad f(l) = \frac{\frac{l}{k} (1 + \operatorname{cth} kh)}{\frac{l^2}{k^2} - \left(1 + \frac{N^2}{2gk}\right) \left(\operatorname{cth} kh - \frac{N^2}{2gk}\right)}, \quad (3.2.12)$$

имеющее счетное множество вещественных положительных корней



$l_0 < l_1 < \dots \rightarrow \infty$ , получающихся на пересечениях тангенсоиды  $y = \operatorname{tg} l\delta$  с алгебраической кривой  $y = f(l)$  и при больших номерах приближающихся сверху к точкам  $l_n = \frac{n\pi}{\delta}$ ; отвечающие этим корням частоты удовлетворяют неравенствам  $N > \omega_0 > \omega_1 > \dots \rightarrow 0$ , а соответствующие моды  $\omega_n(z)$  при не слишком малых номерах имеют в пикноклине по  $n$  узлов (т. е. глубин, где  $\omega$  меняет знак).

Можно убедиться, что низшая мода  $l_0$  обладает следующими свойствами:

$$l_0 < \frac{\pi}{2\delta} \quad \text{при} \quad \frac{\operatorname{th} kh}{kh} \geq \max \left[ \frac{1 + \varepsilon + \frac{\delta}{h} kh}{\varepsilon^2 \frac{h}{\delta} - (1 - \varepsilon) kh}, \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta}{h} \right];$$

$$\frac{\pi}{\delta} < l_0 < \frac{3\pi}{2\delta} \quad \text{при} \quad \frac{1 + \varepsilon \frac{\delta}{h} kh}{\varepsilon^2 \frac{h}{\delta} - (1 - \varepsilon) kh} \geq \frac{\operatorname{th} kh}{kh} > \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta}{h};$$

$$l_0 < \frac{\pi}{2\delta} \quad \text{при} \quad \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta}{h} \geq \frac{\operatorname{th} kh}{kh} > \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta}{h} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{4\varepsilon(\varepsilon + k\delta)} \right]^{-1};$$

$$\frac{\pi}{2\delta} < l_0 < \frac{\pi}{\delta} \quad \text{при} \quad \frac{\operatorname{th} kh}{kh} < \frac{1}{\varepsilon} \frac{\delta}{h} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{4\varepsilon(\varepsilon + k\delta)} \right]^{-1}, \quad (3.2.13)$$

где  $\varepsilon = \frac{N^2\delta}{2g} \approx \frac{\Delta\rho}{2\rho}$  — половина относительного перепада плотности в пикноклине, т. е. малая величина порядка  $10^{-3}$ .

Первое из этих неравенств для  $k$  может быть удовлетворено лишь при  $\delta < \frac{\varepsilon^2}{1+\varepsilon}h$ , т. е. при очень тонком пикноклине («почти двуслойная» модель стратификации океана), и при  $k < \frac{\varepsilon^2}{1+\varepsilon} \frac{1}{\delta}$ , т. е. для не слишком коротких волн. Знаку равенства в первом условии (3.2.13) для  $k$  отвечает еще «нулевая мода»  $l=0$  [которой соответствует линейное убывание  $\omega(z)e^{\frac{N^2z}{2g}}$  с глубиной в пикноклине], возможная лишь при одном специальном значении  $k$ ; знаку же неравенства в этом условии отвечает некоторый интервал не слишком больших  $k$ , при которых существует также одна «мнимая мода»  $l=i\hat{l}$ , у которой  $\hat{l} < \frac{1}{\delta} (\varepsilon + k\delta)^{-\frac{1}{2}} \left( \varepsilon - \frac{k\delta}{\operatorname{th} kh} \right)^{-\frac{1}{2}}$ . Частота  $\omega$ , соответствующая «мнимой моде», больше частот всех вещественных мод с тем же  $k$ , но все же меньше  $N$ .

Для волн, длинных по сравнению с толщиной пикноклина (т. е. при  $k\delta \ll 1$ ), функцию  $f(l)$  в (3.2.12) можно приближенно заменить на  $\frac{1 + \operatorname{cth} kh}{l\delta} k\delta$ , так что и  $\operatorname{tg} l\delta$  будет малым, и для низшей моды можно положить  $\operatorname{tg} l_0\delta \approx l_0\delta$ . Тогда (3.2.12) примет вид  $(l_0\delta)^2 \approx$



$\approx k\delta(1 + \text{cth } kh)$ , и для квадрата соответствующей частоты  $\omega_0^2 \approx N^2 \frac{k^2}{l_0^2}$  получится [3]

$$\omega_0^2 \approx \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{gk}{1 + \text{cth } kh}. \quad (3.2.14)$$

Поскольку  $l_0\delta$  мало, то малы и изменения  $\omega$  по глубине пикноклина, т. е. в низшей моде длинной волны он колеблется как целое. Тогда в уравнении (3.2.9) в пикноклине можно пренебречь вторым слагаемым, и градиент продольной скорости в волне будет иметь

вид 
$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{k} \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \approx ik \frac{\omega_0^2 - N^2}{\omega_0^2} \omega(h). \quad \text{Полагая } \omega(h) = -i\omega_0 \zeta_h$$

( $\zeta_h$  — амплитуда колебаний пикноклина), получаем число Ричардсона в низшей моде в пикноклине [3]:

$$\text{Ri} = N^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^{-2} \approx \left( \frac{\omega_0}{N} - \frac{N}{\omega_0} \right)^{-2} k^{-2} \zeta_h^{-2}. \quad (3.2.15)$$

Наконец, при помощи (3.2.8) и первой формулы (3.2.10) для значения продольной скорости на поверхности океана получается

$$u_s \approx \frac{\omega_0 \zeta_h}{\text{sh } kh}, \quad \text{и максимальная конвергенция } u_s \text{ будет иметь место}$$

над узлами волны в пикноклине — там иногда наблюдаются перпендикулярные направлению распространения волны полосы пены (описанные, например, Лафондом [5]).

Если  $l\delta \gg \varepsilon$ , что выполняется для старших мод, а часто и для низшей моды, то формулу (3.2.11) можно приближенно записать

$$\text{в виде } \omega \approx \pm N \frac{k}{\sqrt{k^2 + l^2}} = \pm N \cos \theta, \quad \text{где } \theta \text{ — угол между трехмер-}$$

ным волновым вектором  $\mathbf{k} = (k_1, k_2, l)$ , т. е. направлением распространения волны, и горизонтальной плоскостью. Таким образом, волны с частотами, близкими к  $N$ , распространяются почти горизон-

тально, а при очень малых  $\frac{\omega}{N}$  (старшие моды) — почти верти-

кально (т. е. разные слои воды периодически, с большими периодами, смещаются по горизонтали относительно друг друга). Эта зависимость направления распространения волн от их частот есть

проявление дисперсии волн. Их фазовая скорость  $c = \frac{\omega}{k} \approx \frac{Nk}{k^2 + l^2}$

$$\text{всегда меньше } \frac{N}{k} = \frac{L}{\tau} \quad \left( L = \frac{2\pi}{k} \text{ — длина волны, а } \tau = \frac{2\pi}{N} \right)$$

и уменьшается с ростом номера моды (например, при  $\tau \sim 10$  мин волны километровых длин распространяются со скоростями не бо-

лее метров в секунду), а групповая скорость  $\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}$  перпендикулярна

$\mathbf{k}$  и по величине в  $\text{tg } \theta$  раз больше  $c$ .



Вследствие медленности распространения внутренних волн существенное влияние на их поведение могут оказывать течения и в особенности наличие вертикального градиента скорости течения  $\Gamma = \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ . Пусть течение динамически

устойчиво, т. е. число Ричардсона  $Ri = \left(\frac{N}{\Gamma}\right)^2$  велико (по Майлсу и Ховарду [6],

для устойчивости достаточно условия  $Ri > 1/4$ , т. е.  $|\Gamma| < 2N$ ). Для внутренних волн с большими вертикальными волновыми числами здесь будет достаточным локальное описание, при котором  $N$  и  $\Gamma$  считаются квазипостоянными, и в системе, движущейся с течением на отсчетной глубине, для описания внутренних

волн будет пригодно уравнение (3.2.7) с заменой в нем  $\frac{\partial}{\partial t}$  на  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \Gamma z \frac{\partial}{\partial z}$

и добавлением в правую часть слагаемого  $\frac{\Gamma N^2}{g} \frac{d}{dt} \frac{\partial w}{\partial x}$ . Оно будет иметь

решения вида  $w = w(t) e^{-\frac{N^2 z}{2g} + i k_x (x - \Gamma z t) + i k_y y}$ , т. е. волны с растущим со

временем вертикальным волновым числом  $l = -k_x \Gamma t$  и, значит, с трехмерным волновым вектором  $\kappa = (k_x, k_y, -k_x \Gamma t)$ , постепенно поворачивающимся от начального горизонтального к вертикальному направлению (так как течение с градиентом скорости поворачивает плоскости постоянной фазы волны к горизонтальной плоскости и сближает их). Частота волны  $\omega(t)$  уменьшается со временем, а в рассмотренном выше приближении, в котором  $\omega \approx N \cos \theta$ , из указанной

здесь модификации уравнения (3.2.7) получается (см. [3])  $w(t) \sim \omega^{3/2} e^{i \int \omega dt}$ , так что  $|w|^2 \sim \omega^3$  также уменьшается со временем. Кинетическая энергия волны при этом передается течению.

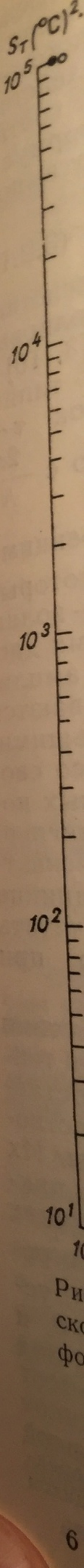
Если в течении с градиентом скорости есть стационарный источник внутренних волн, то описанная эволюция их частот  $\omega(t)$  и квадратов амплитуд  $|w(t)|^2 \sim \omega^3(t)$  приведет к формированию стационарного спектра колебаний вертикальной скорости  $E_w(\omega)$ , причем волны, проходящие за время  $dt$  интервал частот  $(\omega, \omega + d\omega)$ , будут вносить в энергию колебания  $\bar{w}^2$  вклад  $E_w(\omega) d\omega$ ,

пропорциональный  $\omega^3$  и  $dt$ . Поскольку  $d\omega = -\frac{k_x \Gamma}{k N^2} (N^2 - \omega^2)^{1/2} \omega^2 dt$ , спектр получается в виде

$$E_w(\omega) \sim (N^2 - \omega^2)^{-1/2} \omega, \quad (3.2.16)$$

а спектры вертикальных смещений  $\zeta$ , флуктуаций температуры  $T' \approx \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \zeta$ , потен-

циальной и кинетической энергии получаются из (3.2.16) делением на  $\omega^2$  (эти результаты отличаются от приведенных в [3]; их вывод с учетом влияния вращения Земли дан Франкиньюлем [7]). Такие спектральные формулы, конечно, перестают быть пригодными при очень малых  $\omega$ , когда вертикальные градиенты скорости в волне становятся очень большими и могут порождать турбулентность (и, кроме того, могут сказываться эффекты вращения Земли). На рис. 3.2.2 приводятся спектры колебаний температуры на глубине 70 м в термоклине при  $\Gamma \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $N \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , рассчитанные Китайгородским, Миропольским и Филюшкиным [8] по данным измерений во втором рейсе судна «Дмитрий Менделеев» в тропической Атлантике (инерционная частота около  $10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ) при помощи фототермотралов на трех заякоренных буйковых станциях с расстояниями 5 миль друг от друга. В высокочастотной области эти спектры следуют вытекающему из (3.2.16) закону  $E_T(\omega) \sim \omega^{-1}$ .





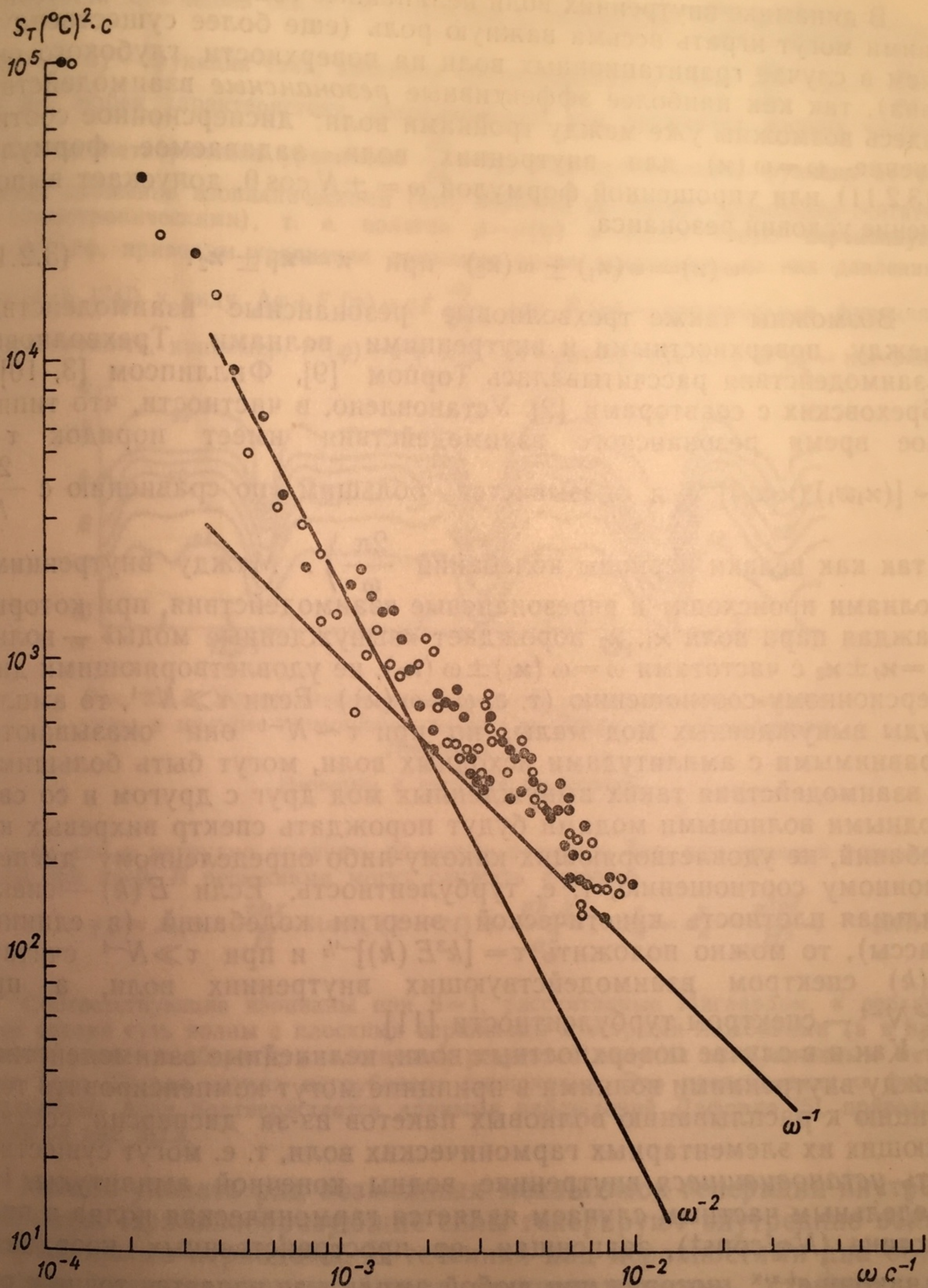


Рис. 3.2.2. Спектры флуктуаций температуры на глубине 70 м в тропической Атлантике при  $\Gamma \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $N \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , по данным измерений фототермотралами на трех близких друг к другу буйковых станциях (по Китайгородскому, Миропольскому, Филюшкину [8]).

Разные точки соответствуют измерениям на различных станциях.



В динамике внутренних волн нелинейные взаимодействия между ними могут играть весьма важную роль (еще более существенную, чем в случае гравитационных волн на поверхности глубокого океана), так как наиболее эффективные *резонансные* взаимодействия здесь возможны уже между тройками волн: дисперсионное соотношение  $\omega = \omega(\mathbf{k})$  для внутренних волн, задаваемое формулой (3.2.11) или упрощенной формулой  $\omega = \pm N \cos \theta$ , допускает выполнение условий резонанса

$$\omega(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k}_1) \pm \omega(\mathbf{k}_2) \quad \text{при} \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2. \quad (3.2.17)$$

Возможны также трехволновые резонансные взаимодействия между поверхностными и внутренними волнами. Трехволновые взаимодействия рассчитывались Торпом [9], Филлипсом [3, 10] и Бреховских с соавторами [2]. Установлено, в частности, что типичное время резонансного взаимодействия имеет порядок  $\tau \sim \sim [(\mathbf{k}_1 \omega_1)(\mathbf{k}_2 \omega_2)]^{-1/2}$  и оказывается большим по сравнению с  $\frac{2\pi}{N}$  (так как велики периоды колебаний  $\frac{2\pi}{\omega}$ ). Между внутренними волнами происходят и нерезонансные взаимодействия, при которых каждая пара волн  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$  порождает «вынужденные моды» — волны  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2$  с частотами  $\omega = \omega(\mathbf{k}_1) \pm \omega(\mathbf{k}_2)$ , не удовлетворяющими дисперсионному соотношению (т. е.  $\omega \neq \omega(\mathbf{k})$ ). Если  $\tau \gg N^{-1}$ , то амплитуды вынужденных мод малы, но при  $\tau \sim N^{-1}$  они оказываются сравнимыми с амплитудами исходных волн, могут быть большими, и взаимодействия таких вынужденных мод друг с другом и со свободными волновыми модами будут порождать спектр вихревых колебаний, не удовлетворяющих какому-либо определенному дисперсионному соотношению, т. е. турбулентность. Если  $E(k)$  — спектральная плотность кинетической энергии колебаний (в единице массы), то можно положить  $\tau = [k^3 E(k)]^{-1/2}$  и при  $\tau \gg N^{-1}$  считать  $E(k)$  спектром взаимодействующих внутренних волн, а при  $\tau \ll N^{-1}$  — спектром турбулентности [11].

Как и в случае поверхностных волн, нелинейные взаимодействия между внутренними волнами в принципе могут компенсировать тенденцию к расплыванию волновых пакетов из-за дисперсии составляющих их элементарных гармонических волн, т. е. могут существовать *установившиеся* внутренние волны конечной амплитуды. Их предельным частным случаем является гармоническая волна в пикноклине ( $N \approx \text{const}$ ), зависящая от пространственных координат по закону  $e^{i \cdot \mathbf{x}}$ , которая при любой амплитуде является точным решением *нелинейных* уравнений динамики, так как при  $\mathbf{u} \sim e^{i \cdot \mathbf{x}}$  условие бездивергентности поля скорости принимает вид  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u} = 0$ , и все нелинейные члены в уравнениях, имеющие в этом случае вид  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) e^{i \cdot \mathbf{x}}$ , обращаются в нуль.

Установившиеся внутренние волны конечной амплитуды при произвольной стратификации рассчитывал Магаард [12]. Для любой гидродинамической характеристики  $\eta(\mathbf{x} - c\mathbf{t}, z)$  установившихся плоских волн, распространяющихся



в плоскости  $x, z$  вдоль оси  $x$  со скоростью  $c$ , получается  $\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial(\eta, \psi)}{\partial(x, z)}$ , где  $\psi(x - ct, z)$  — функция тока, вводимая соотношениями  $u - c = \frac{\partial\psi}{\partial z}$ ,  $w = -\frac{\partial\psi}{\partial x}$ , так что любая характеристика, сохраняющаяся при движениях жидких частиц (т. е. удовлетворяющая уравнению  $\frac{d\eta}{dt} = 0$ ), есть произвольная функция от  $\psi$ . Считая движения изопикническими (что, впрочем, не строго: правильнее считать их изоэнтропическими), т. е. полагая  $\rho = \rho(\psi)$  и вводя новую переменную  $\varphi = \int \rho^{1/2} d\psi$ , приводим уравнения движения после исключения из них давления (см. [4, § 174]) к виду  $\Delta\varphi + F(\varphi) = gZ \frac{d\rho}{d\varphi}$ , где  $F(\varphi)$  — произвольная функция. Если положить, например,  $F(\varphi) = a^2\varphi$  и  $\rho(\varphi) = \rho_0 + b\varphi$ , где  $a, b$  и  $\rho_0$  — постоян-

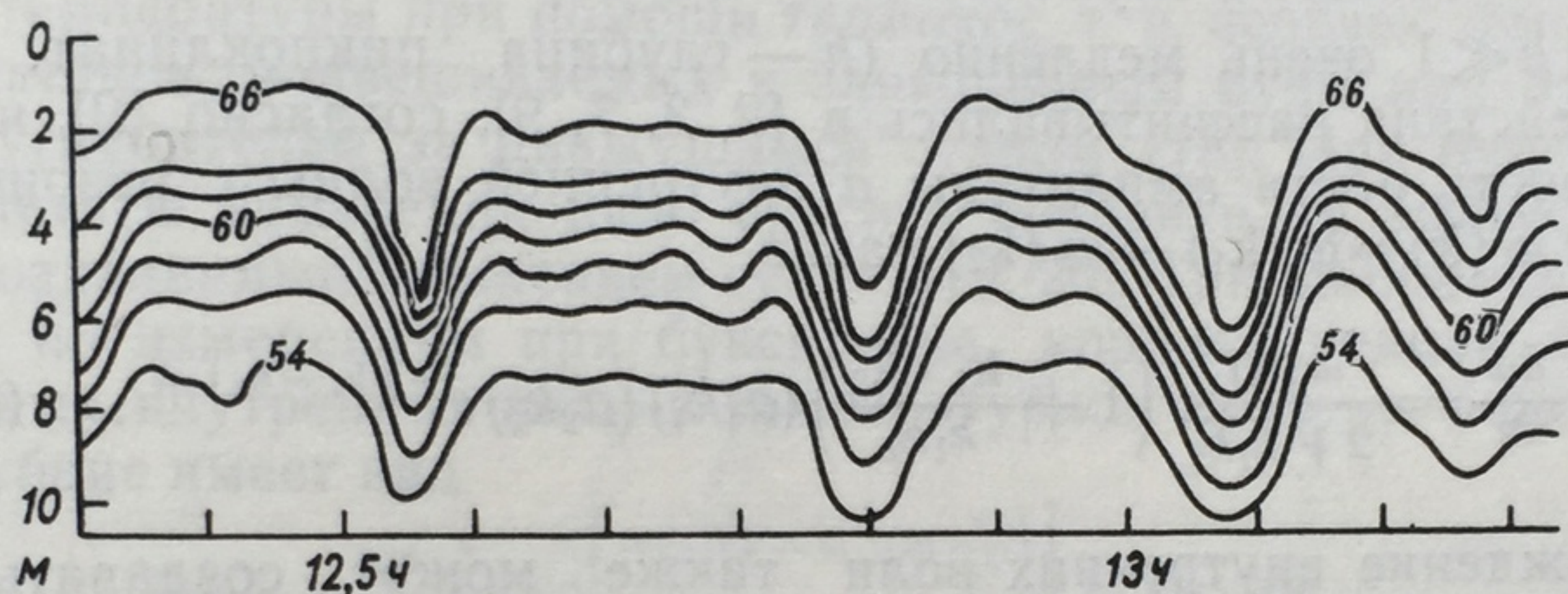


Рис. 3.2.3. Установившиеся внутренние волны конечной амплитуды в мелком термоклине около Сан-Диего, по наблюдениям Лафонда [7].

Изотермы в градусах Фаренгейта.

ные, то для  $\varphi$  нетрудно получить волновые решения. Так, при краевых условиях  $w=0$  при  $z=0$ ,  $H$  решениями могут служить функции

$$\varphi_n = A_n \sin \frac{\pi n z}{H} \sin k_n (x - ct) + \frac{g b_n z}{a_n^2}; \quad k_n^2 = a_n^2 - \frac{\pi^2 n^2}{H^2}. \quad (3.2.18)$$

Соответствующие изопикны при  $n=1$ , рассчитанные Магаардом, в верхнем слое океана суть волны с плоскими вершинами и острыми ложбинами (а в придонном слое — наоборот); аналогичный результат получил приближенным методом Торп [9] для случая неглубокого пикноклина. Это предсказание о форме нелинейных волн подтверждается данными наблюдений Лафонда [5], приведенными на рис. 3.2.3.

Можно указать ряд возможных механизмов генерации внутренних волн. Приливообразующие силы генерируют внутренние волны с приливными периодами. В течениях над неровностями дна образуются так называемые волны за препятствиями, стоячие или в случае периодически изменяющегося течения (приливного или создаваемого длинными поверхностными волнами), бегущие, соответствующие краевому условию на дне  $w = \mathbf{u} \cdot \nabla H$  при  $z = H(x, y)$ ; теория этих волн развита Лонгом [13] и Йи [14, 15]. Внутренние волны могут возбуждаться изменениями во времени атмосферного давления на поверхности океана; в линейной теории этот эффект описывается добавлением в правую часть краевого условия (3.2.7)



на поверхности океана слагаемого  $\frac{1}{\rho_0} \Delta_h \frac{\partial p_a}{\partial t}$ . Этот механизм аналогичен резонансному возбуждению поверхностных волн флюктуациями атмосферного давления (расчеты см. в работе Брайанта [16]). Внутренние волны могут возбуждаться также ветровым напряжением трения на поверхности океана; при расчетах здесь целесообразно учитывать в уравнениях движения турбулентную вязкость (см. [4, § 165]).

Существенную роль может играть генерация внутренних волн благодаря нелинейному резонансному взаимодействию пар поверхностных волн  $k_1, k_2$  с внутренними волнами  $k = k_1 - k_2$ ; последние при этом затухают с глубиной  $z$  по закону  $e^{-|k_1 - k_2| z}$ , т. е. при  $|k_1 - k_2| h \ll 1$  очень медленно ( $h$  — глубина пикноклина). Такие взаимодействия рассчитывались в [2, 3, 7, 9]; согласно [9], начальная скорость роста амплитуды  $a$  внутренней волны с резонансной частотой  $\omega(k) = \omega(k_1) - \omega(k_2)$  равна

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\omega(k)}{2 \sqrt{k_1 k_2}} \left( 1 + \frac{k_1 \cdot k_2}{k_1 k_2} \right) (a_1 k_1) (a_2 k_2) e^{-|k_1 - k_2| \cdot h}. \quad (3.2.19)$$

Вырождение внутренних волн также может создаваться несколькими различными механизмами. Их затухание под действием молекулярной вязкости воды, описываемое законом  $e^{-\nu k^2 t}$ , где  $\nu$  — коэффициент вязкости, оказывается очень медленным, так как волновые числа  $k$  у внутренних волн малы (но существенно ускоряется в турбулентных областях, где  $\nu$  заменяется коэффициентом турбулентной вязкости). Опрокидывание внутренних волн возможно, когда в них локальные ускорения  $\omega^2 a$  сравнимы с  $g$ , что из-за обычной малости их частот  $\omega$  почти неосуществимо. Однако при наличии течения с градиентом скорости  $\Gamma$  опрокидывание может создаваться горизонтальным сносом вершин волн; такая «конвективная неустойчивость» рассмотрена Орланским и Брайеном [17], получившими для нее критерий  $Ri \leq 1 + \frac{k^2}{l^2}$ . Весьма эффективным механизмом вырождения внутренних волн может быть их гидродинамическая неустойчивость (приводящая к порождению турбулентности) в тех областях, где число Ричардсона в волнах меньше  $\frac{1}{4}$ .

Для волн низшей моды в пикноклине при  $\omega \ll N$  предел устойчивости  $Ri = \frac{1}{4}$ , согласно (3.2.15), приводится к виду  $\tau_h^2 = \frac{4\omega^2}{k^2 N^2}$ . Двумерный спектр колебаний пикноклина, ограничиваемых этим пределом, определяется из соотношения  $E_\zeta(k) \sim \frac{\zeta^2}{k^2}$ , приводимого при помощи формулы (3.2.14) для частоты  $\omega$  к виду [3]

$$E_\zeta(k) \sim \delta(1 + \text{cth } kh)^{-1} k^{-3}. \quad (3.2.20)$$



Для коротких волн ( $kh \gg 1$ ,  $\omega^2$  пропорциональна  $k$ ) этот спектр пропорционален  $k^{-3}$ , для длинных ( $kh \ll 1$ ,  $\omega^2$  пропорциональна  $k^2$ ) он пропорционален  $k^{-2}$ . Одномерный спектр получается из этих результатов умножением на  $k$ . Частотный спектр  $E_\zeta(\omega) \sim \frac{\zeta^2}{\omega}$  пропор-

ционален  $\omega^{-3}$  для коротких и  $\omega^{-1}$  для длинных волн. Возможно, что нередко получаемые при измерениях в океане спектры флуктуаций температуры  $E_T(\omega) \sim \omega^{-3}$  создаются короткими внутренними волнами, достигшими указанного здесь предела гидродинамической устойчивости.

Измерять внутренние волны в океане очень трудно. Наиболее эффективным методом в настоящее время является их измерение в поле температуры при помощи *термокос*, т. е. цепочек температурных датчиков, подвешиваемых к заякоренным буям или буксируемых с углубителем за движущимся судном [18]. При буксировках в результаты измерений надо вносить поправки на эффект Доплера, создаваемый движением судна [19, 20]. Так, например, вычисляемая по измерениям при буксировке корреляционная функция случайных внутренних волн в температурном поле на фиксированной глубине имеет вид

$$B(\tau) = \sum_n \int \exp \left[ i\tau \mathbf{v} \cdot \left( \mathbf{k} - \omega_n(k) \frac{\mathbf{v}}{v^2} \right) \right] E_n(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \quad (3.2.21)$$

где  $\tau$  — сдвиг по времени;  $\mathbf{v}$  — скорость буксировки;  $\omega_n(k)$  и  $E_n(\mathbf{k})$  — соответственно частоты и двумерные пространственные спектры  $n$ -ных мод внутренних волн. Найдя ее значение при нескольких различных скоростях буксировки  $\mathbf{v}$  и экстраполировав на значение  $\mathbf{v} = 0$ , получим истинную (не искаженную эффектом Доплера) корреляционную функцию  $B_0(\tau)$ . Пусть  $E_0(\omega)$  — ее преобразование Фурье по  $\tau$ , т. е. истинный частотный спектр. Далее, рассматривая  $B(\tau)$  как функцию от  $\mathbf{r} = \tau \mathbf{v}$  и  $v$  и экстраполировав ее при фиксированном направлении буксировки  $\mathbf{v}/v$  на значение  $v = \infty$ , получим одномерную пространственную корреляционную функцию  $B\left(r, \frac{\mathbf{v}}{v}\right)$ , преобразование Фурье которой по  $r$  есть сумма одномерных спектров всех мод  $\sum_n E_n\left(k, \frac{\mathbf{v}}{v}\right)$ . В случае, когда существенна только низшая мода внутренних волн, из (3.2.21) получается соотношение

$$\int_0^{\omega_1(k)} E_0(\omega) d\omega = \pi \int_0^k \tilde{E}_1(k) k dk, \quad (3.2.22)$$

где  $\tilde{E}_1(k)$  — двумерный спектр  $E_1(\mathbf{k})$ , осредненный по всем направлениям  $\frac{\mathbf{k}}{k} = \frac{\mathbf{v}}{v}$  волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Из этой формулы можно эмпирически определить дисперсионное соотношение для низшей моды  $\omega = \omega_1(k)$ , измерив вышеописанным способом функции  $E_0(\omega)$  и



$\tilde{E}_1(k)$ . Опыт реализации такой процедуры проделан Миропольским и Филюшкиным [11], получившими эмпирическое дисперсионное соотношение  $\omega_1(k)$ , хорошо согласующееся с предсказанием трех-

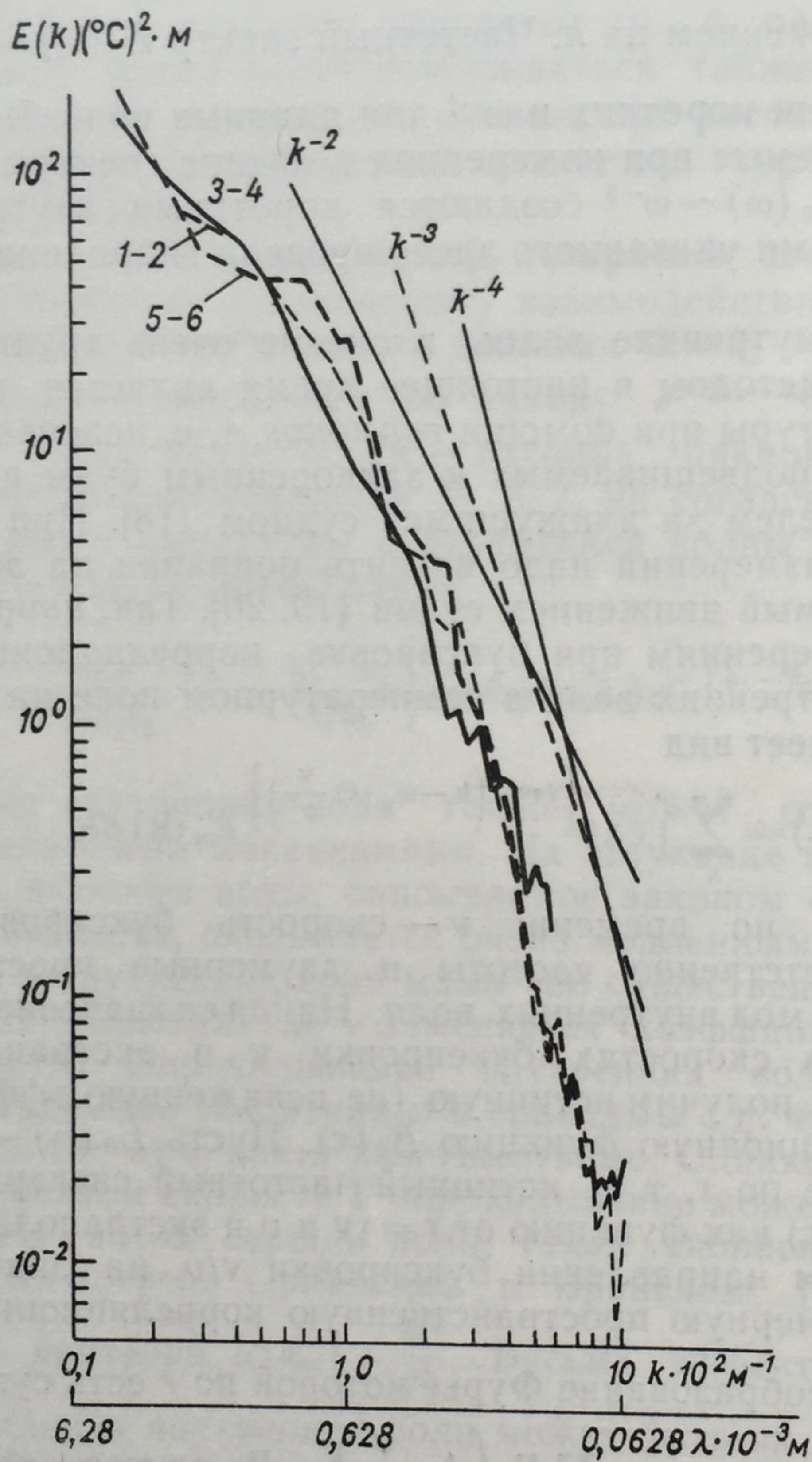


Рис. 3.2.4. Одномерные пространственные спектральные функции  $E(k, \frac{v}{v})$  флуктуаций температуры в термоклине в тропической Атлантике, измеренные путем буксировок термокосы на трех галсах судна (галсы 1—2 и 3—4 перпендикулярны галсу 5—6) (по Миропольскому и Филюшкину [11]).

слойной модели (3.2.10); пространственный спектр при этом был приблизительно изотропным и спадал с ростом  $k$  в общем быстрее, чем по закону Филлипса (3.2.20), т. е. он не был «насыщенным» (см. пример на рис. 3.2.4). Если существенна не только низшая, но



и другие моды, то необходимо совместно обрабатывать одновременные измерения на нескольких глубинах; такие расчеты достаточно полно еще не проделывались.

Полезной статистической характеристикой случайного волнового поля является взаимный частотный спектр  $E_{\xi\eta}(\omega)$  колебаний  $\xi(t)$  и  $\eta(t)$  пары гидродинамических параметров этого поля (компонент скорости, температуры, солёности и т. п.), т. е. преобразование Фурье их взаимной корреляционной функции  $B_{\xi\eta}(\tau) = \langle \xi(t)\eta(t+\tau) \rangle$  (под  $\xi$  и  $\eta$  здесь можно понимать значения одного и того же параметра в различных точках пространства или разных параметров в одной и той же или в разных точках). Вещественная часть  $C_{\xi\eta}(\omega)$  функции  $E_{\xi\eta}(\omega)$ , т. е. преобразование Фурье четной части  $\frac{1}{2} [B_{\xi\eta}(\tau) + B_{\xi\eta}(-\tau)]$  взаимной корреляционной функции, называется коспектром, а мнимая часть  $Q_{\xi\eta}(\omega)$ , т. е. преобразование Фурье нечетной части  $-\frac{1}{2} [B_{\xi\eta}(\tau) - B_{\xi\eta}(-\tau)]$ , квадратурным спектром колебаний  $\xi(t)$  и  $\eta(t)$ . Если положить

$$E_{\xi\eta}(\omega) [E_{\xi\xi}(\omega) E_{\eta\eta}(\omega)]^{-1/2} = \text{Co}_{\xi\eta}(\omega) e^{i\Phi_{\xi\eta}(\omega)}, \quad (3.2.23)$$

то модуль левой части  $\text{Co}_{\xi\eta}(\omega)$  называется когерентностью, а  $\Phi_{\xi\eta}(\omega)$  — спектром фазового сдвига между  $\xi(t)$  и  $\eta(t)$ . Так, например, согласно (3.2.8), в поле внутренних волн малой амплитуды колебания параметров  $u, v, \zeta, p, \rho, T$  во всех частотах сдвинуты по фазе на  $\frac{\pi}{2}$  относительно колебаний  $w$  в той же точке пространства, что резко отличает внутренние волны от турбулентности.

Сводка фактических данных о спектрах и вертикальной и горизонтальной когерентности внутренних волн приведена в статье Гарретта и Манка [21] (см. также [11] и статью Навроцкого [22]); эти данные о частотных спектрах  $E_u(\omega)$  и одномерных пространственных спектрах  $E_\zeta(k_1)$  показаны на рис. 3.2.5. Опираясь на указанную сводку, Гарретт и Манк предложили упрощенную модель для спектральной плотности энергии внутренних волн  $E(k, \omega)$ , считая их прежде всего, многомодовыми (так как одномодовая модель не может объяснить наблюдаемого затухания когерентности на вертикальных расстояниях порядка  $10^1$ — $10^2$  м) и заменяя дискретную совокупность мод  $\omega_n(k)$  эквивалентным континуумом  $\bar{\omega} \leq \omega \leq \omega_1(k)$ , где  $\omega_1(k)$  отвечает низшей моде, а  $\bar{\omega}$  — инерционная частота (параметр Кориолиса). Далее, учитывая, что резонансные трехволновые взаимодействия создают тенденцию к изотропии, спектр считался изотропным, т. е.  $E(k, \omega) = \frac{E(k, \omega)}{2\pi k}$ .

Расчет вертикальной когерентности показывает, что ширина полосы волновых чисел  $k$  внутренних волн с фиксированной частотой  $\omega$  оказывается функцией от частоты  $\mu(\omega)$ . Гарретт и Манк допустили самоподобие спектра  $E(k, \omega) \sim \frac{1}{\mu} A\left(\frac{k}{\mu}\right) E(\omega)$  и взяли в качестве  $A(\chi)$  простейшую функцию, равную единице при  $0 \leq \chi \leq 1$



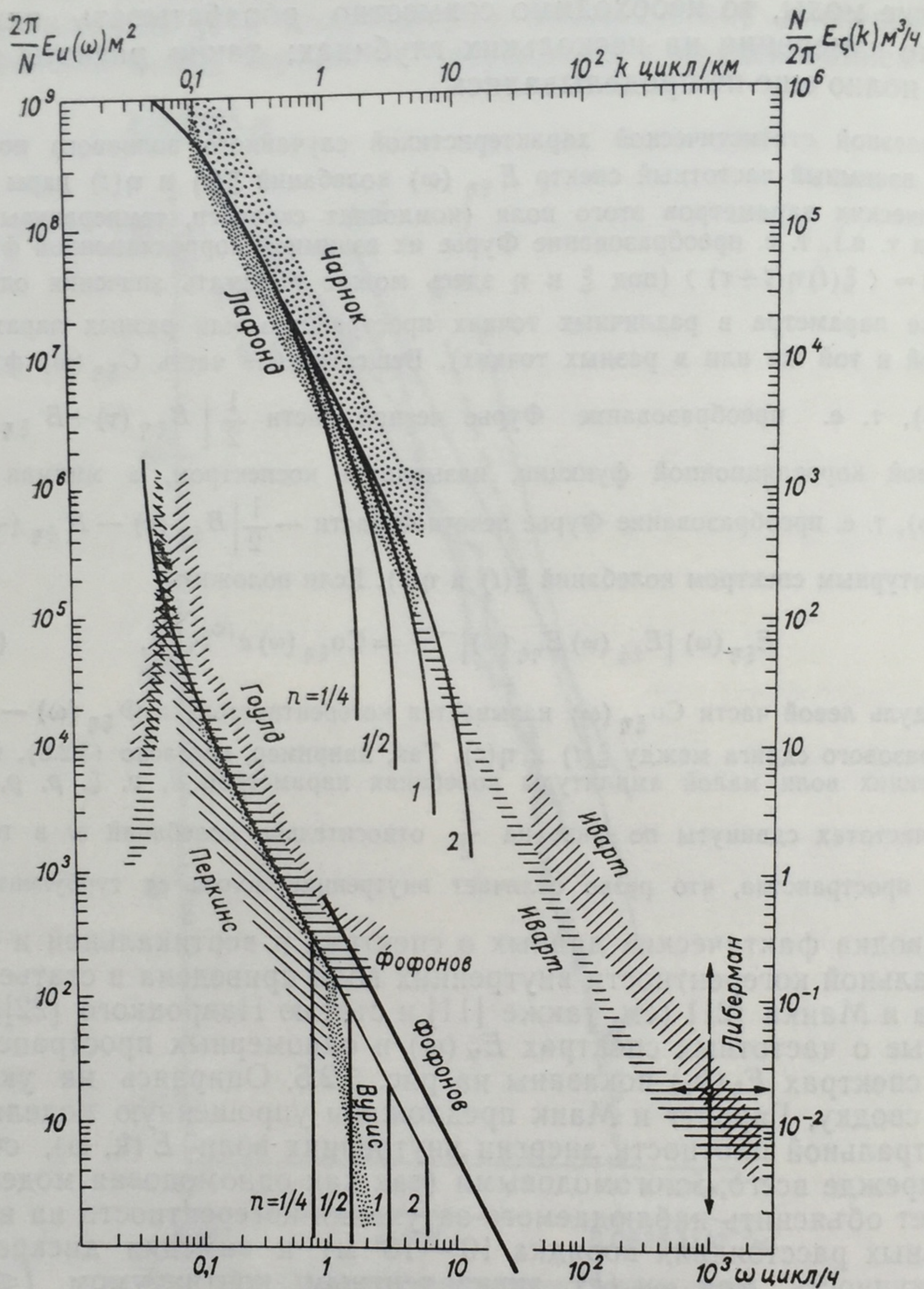


Рис. 3.2.5. Слева — частотные спектры продольной компоненты скорости  $E_u(\omega)$ , измеренные с заякоренных буев (спектры Вуриса — с дрейфующих буев нейтральной плавучести); справа — одномерные пространственные спектры вертикальных смещений изотерм  $E_z(k)$ , измеренные методом буксировки термокос (по Гаррету и Манку [21]). Проведенные кривые построены по теоретическим формулам при указанных значениях параметра  $n$ ; эти формулы нетрудно получить исходя из соотношений (3.2.24). Подробности вычислений, а также описание цитируемых наблюдений см. в [21].

На рисунке указаны авторы приводимых спектров.



и нулю при  $\chi > 1$  (хотя, строго говоря, она не обязана быть константой при  $0 \leq \chi \leq 1$  и должна обращаться в нуль лишь при  $k > k_1(\omega) > \mu(\omega)$ , где  $k_1(\omega)$  соответствует низшей моде). Для частотного множителя они взяли степенную формулу  $E(\omega) \sim \omega^{-p+2s} (\omega^2 - f^2)^{-s}$ , причем для сходимости интеграла энергии должно быть  $0 < s < 1$ ; для конкретности было выбрано значение  $s = \frac{1}{2}$ . Аналогичная степенная формула была выбрана для  $\mu(\omega) \sim j\pi \left(\frac{\omega}{f}\right)^{r-1} (\omega^2 - f^2)^{1/2}$ ; при этом  $j$  имеет смысл эквивалентного числа мод при инерционной частоте и одномерный пространственный спектр  $E(k_1)$  оказывается приблизительно пропорциональным  $k_1^{-\frac{p+r-1}{r}}$ . Опираясь на фактические данные о спектрах (рис. 3.2.5), Гарретт и Манк выбрали показатели  $p=2$ ,  $r=1$ . Таким образом, их модель безразмерного спектра энергии имеет вид

$$E(k, \omega) = \frac{2Ef}{j\pi^2} \omega^{-1} (\omega^2 - f^2)^{-1};$$

$$f \leq \omega \leq N; \quad 0 \leq k \leq j\pi (\omega^2 - f^2)^{1/2}, \quad (3.2.24)$$

где частоты измеряются в единицах  $N_m$  цикл  $\cdot$  с $^{-1}$ , а волновые числа — в единицах  $M$  цикл  $\cdot$  см $^{-1}$ , так что полная энергия волн на единицу площади поверхности океана равна  $\frac{\rho E}{2\pi M^3 N_m}$ .

Гарретт и Манк рекомендуют значения  $E = 2\pi \cdot 10^{-5}$  и  $j = 20$ ; тогда, например, при  $M = 1,22 \cdot 10^{-6}$  цикл  $\cdot$  см $^{-1}$  и  $N_m = 0,83 \times 10^{-3}$  цикл  $\cdot$  с $^{-1}$  полная энергия равняется 0,4 Дж/см $^2$ . В работе [23] эти авторы применили свою спектральную модель для оценки перемешивания, возникающего за счет гидродинамической неустойчивости внутренних волн, найдя по среднему квадратичному вертикальному градиенту скорости в них число Ричардсона  $Ri = \frac{2}{\pi^2 j^2 E} \left(\frac{N}{N_m}\right)^{-1}$  и считая, что перемешивание возникает при  $Ri < \frac{1}{4}$  и, согласно экспериментальным данным Торпа [24], приводит к образованию перемешанного слоя со средним числом Ричардсона  $0,4 \pm 0,1$ . Отметим, что при этом условии скорость диссипации кинетической энергии внутренних волн (т. е. генерации энергии турбулентности) равняется  $\frac{5}{2} K (2\pi N)^2$ , где  $K$  — коэффициент перемешивания, а  $N$  измеряется в цикл  $\cdot$  с $^{-1}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bockel M. Travaux océanographiques de l'„Origny“ á Gibraltar.—„Cahiers Océanographiques“, 1962, tome 14, No. 4, p. 325—329.



2. О резонансном возбуждении внутренней волны при нелинейном взаимодействии поверхностных волн.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 2, с. 192—203. Авт.: Л. М. Бреховских, В. В. Гончаров, В. М. Кутепов, К. А. Наугольных.
3. Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969. 267 с.
4. Краусс В. Внутренние волны. Пер. с нем. Л., Гидрометеиздат, 1968. 272 с.
5. La Fond E. C. Internal waves. In: *The Sea*, 1962, vol. 1, p. 731—763.
6. Miles J. W. On the stability of heterogeneous shear flows.— „J. Fluid Mech.“, 1961, vol. 10, pt. 3, p. 496—508. Howard L. N. Note on a paper of John W. Miles.— „J. Fluid Mech.“, 1961, vol. 10, pt. 3, p. 509—510.
7. Frankignoul C. J. The effect of weak shear and rotation on internal waves.— „Tellus“, 1970, vol. 22, No. 2, p. 194—204.
8. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З., Филюшкин Б. Н. О различии внутренних волн и турбулентности по данным о флюктуациях температуры в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1973, т. 9, № 3, с. 272—292.
9. Thorpe S. L. On wave interactions in a stratified fluid.— „J. Fluid Mech.“, 1966, vol. 24, pt. 4, p. 737—752.
10. Филлипс О. М. Теоретические и экспериментальные исследования взаимодействий гравитационных волн.— В сб.: *Нелинейная теория распространения волн*. Пер. с англ. М., «Мир», 1970, с. 141—160.
11. Миропольский Ю. З., Филюшкин Б. Н. Исследование флюктуаций температуры в верхнем слое океана в масштабах внутренних гравитационных волн.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 7, с. 778—798.
12. Magaard L. Zur Theorie zweidimensionaler nichtlinearer interner Wellen in stetig geschichteten Medien.— „Kiel Meeresforsch“, 1965, Bd. 21, Nr. 1, S. 22—32.
13. Long R. R. Some aspects of the flow of stratified fluids. I. A. theoretical investigation; III. Continuous density gradients.— „Tellus“, 1953, vol. 5, No. 1, p. 42—58; 1955, vol. 7, No. 3, p. 341—357.
14. Yih C. S. Gravity waves in a stratified fluid.— „J. Fluid Mech.“, 1960, vol. 8, pt. 3, p. 481—508.
15. Yih C. S. Exact solutions for steady two-dimensional flow of a stratified fluid.— „J. Fluid Mech.“, 1960, vol. 9, pt. 1, p. 161—174.
16. Bryant P. T. Wind generation of water wave. Ph. D. dissertation, Univ. Cambridge, 1965.
17. Orlandi I., Bryan K. Formation of the thermocline step structure by large-amplitude internal gravity waves.— „J. Geophys. Res.“, 1969, vol. 74, No. 28, p. 6975—6983.
18. Пака В. Т. Исследование температурного поля верхних слоев моря методом непрерывной регистрации температуры на ходу судна.— В сб.: *Применение радиофизических методов в океанографических и ледовых исследованиях*. Труды ААНИИ, 1964, с. 50—62.
19. Лайхтман Д. Л., Леонов А. И., Миропольский Ю. З. Об интерпретации измерений статистических характеристик скалярных полей в океане при наличии внутренних гравитационных волн.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 4, с. 447—455.
20. Лайхтман Д. Л., Леонов А. И., Миропольский Ю. З. Об определении по данным измерений двумерных статистических характеристик скалярного поля в океане при наличии внутренних гравитационных волн.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 6, с. 638—648.
21. Garrett C. and Munk W. Space-time scales of internal waves.— „Geophys. Fl. Dyn.“, 1972, vol. 3, No. 3, p. 225—264.
22. Навроцкий В. В. Статистический анализ пространственных колебаний температуры в поверхностном слое океана.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1969, т. 5, № 1, с. 94—110.
23. Garrett C. and Munk W. Oceanic mixing by breaking internal waves.— „Deep-Sea Res.“, 1972, vol. 19, No. 12, p. 823—832.
24. Thorpe A. Experiments on the instability of stratified shear flows: visible fluids.— „J. Fluid Mech.“, 1971, vol. 46, pt. 2, p. 299—320.



### 3.3. Океанская турбулентность

Развернутые в последние годы широкие измерения характеристик морской турбулентности и тонкой вертикальной структуры гидрофизических полей в океане (температуры, электропроводности, скорости звука, показателя преломления, скорости течений) принесли ряд неожиданных результатов.

В настоящее время представляется, что океан практически всегда и всюду расслоен на квазиоднородные слои толщиной от десятков метров до дециметров и сантиметров, разделяемые очень тонкими прослойками с резкими вертикальными изменениями (скачками) гидрофизических параметров; причем эти слои имеют значительные времена жизни, по меньшей мере десятки минут и часы. Турбулентность обычно слаба, неспособна разрушать указанную переслоенность, развивается лишь внутри квазиоднородных слоев, имеет локальный характер (непосредственно от глубины не зависит) и характеризуется малыми числами Рейнольдса.

Эти результаты, помимо своего прямого значения (познание природы и свойств короткопериодных флюктуаций гидрофизических полей в океане), имеют, по-видимому, широкое океанологическое значение, существенно изменяя сложившиеся представления о вертикальной структуре океана и естественных процессах его вертикального перемешивания, а потому и распространения в нем различных примесей (растворенных солей и газов, минеральных взвесей, планктона, радиоактивных веществ).

Более того, указанные результаты требуют формирования нового понимания физической природы мелкомасштабных внутренних движений в очень устойчиво стратифицированных жидкостях, в которых архимедовы силы подавляют турбулентность, и последняя может развиваться лишь локально, в областях с местными обострениями градиентов скорости, возникающими, по-видимому, прежде всего во внутренних гравитационных волнах, интенсивно развивающихся в устойчиво стратифицированных жидкостях. В этих условиях, вероятно, повышается относительная роль молекулярного переноса импульса, тепла и примесей и может становиться существенной разница в коэффициентах диффузии этих субстанций.

Регистрировать в океане турбулентные флюктуации компонент скорости течения, температуры, электропроводности, скорости звука, показателя преломления или других гидротермодинамических параметров очень трудно — для этого нужны высокочувствительные и малоинерционные морские турбулиметры, причем при их буксировке движущимся судном записи естественных флюктуаций искажаются колебаниями приборов, создаваемыми качкой судна, рысканием гондол, несущих турбулиметры, и вибрацией кабель-тросов, а в области высоких частот — электрическими шумами. Из-за этих трудностей серьезное изучение океанской турбулентности развилось лишь в последнее десятилетие, и фактических данных накоплено еще мало. Обзоры имеющихся сведений об океанской турбулентности см. в работах [1—5].



Другой трудностью является то, что интервалы частот турбулентных флюктуаций, поверхностных и внутренних волн в значительной мере перекрываются, так что в общем для оценки характеристик турбулентности как таковой (определяемой, как *некогерентная с волнами часть естественных флюктуаций*) из записи показаний морского турбулиметра нужно отфильтровать не только упомянутые выше шумы механического и электрического происхождения, но и флюктуации, создаваемые волнами.

Отфильтровать флюктуации, создаваемые *поверхностными* волнами, можно, если синхронно с полными естественными флюктуациями  $\xi(t)$  регистрируются каким-либо волнографом колебания поверхности моря  $\zeta(t)$  (или колебания давления на некоторой глубине). Такую процедуру впервые осуществили Боуден и Уайт [6], а Бенилов и Филюшкин [7] разработали ее детально, используя общий метод линейной фильтрации стационарных случайных процессов, изложенный в работе Яглома [8]. Согласно [7], флюктуации  $\hat{\xi}(t)$ , создаваемые поверхностными волнами, могут быть аппроксимированы в среднем квадратичном конечной суммой вида  $\hat{\xi}_n(t) = \sum_{k=1}^n \beta_k^{(n)} \zeta(t - t_k^{(n)})$ , где коэффициенты  $\beta_k^{(n)}$  определяются из системы уравнений

$$B_{\xi\zeta}(t_l^{(n)}) = \sum_{k=1}^n \beta_k^{(n)} B_{\zeta\zeta}(t_l^{(n)} - t_k^{(n)}), \quad l = 1, 2, \dots, n, \quad (3.3.1)$$

в которых  $B_{\zeta\zeta}(\tau)$  — корреляционная функция волн  $\zeta(t)$ , а  $B_{\xi\zeta}(\tau)$  — взаимная корреляционная функция естественных флюктуаций и волн. При этом средний квадрат ошибки фильтрации  $\sigma_n^2 = [\hat{\xi}(t) - \hat{\xi}_n(t)]^2$  определяется формулой

$$\sigma_n^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{f_{\xi\zeta}(\omega)}{f_{\zeta\zeta}(\omega)} - \sum_{k=1}^n \beta_k^{(n)} e^{-it_k^{(n)}\omega} \right|^2 f_{\zeta\zeta}(\omega) d\omega, \quad (3.3.2)$$

где  $f_{\zeta\zeta}(\omega)$  и  $f_{\xi\zeta}(\omega)$  — преобразования Фурье корреляционных функций  $B_{\zeta\zeta}(t)$  и  $B_{\xi\zeta}(\tau)$  соответственно.

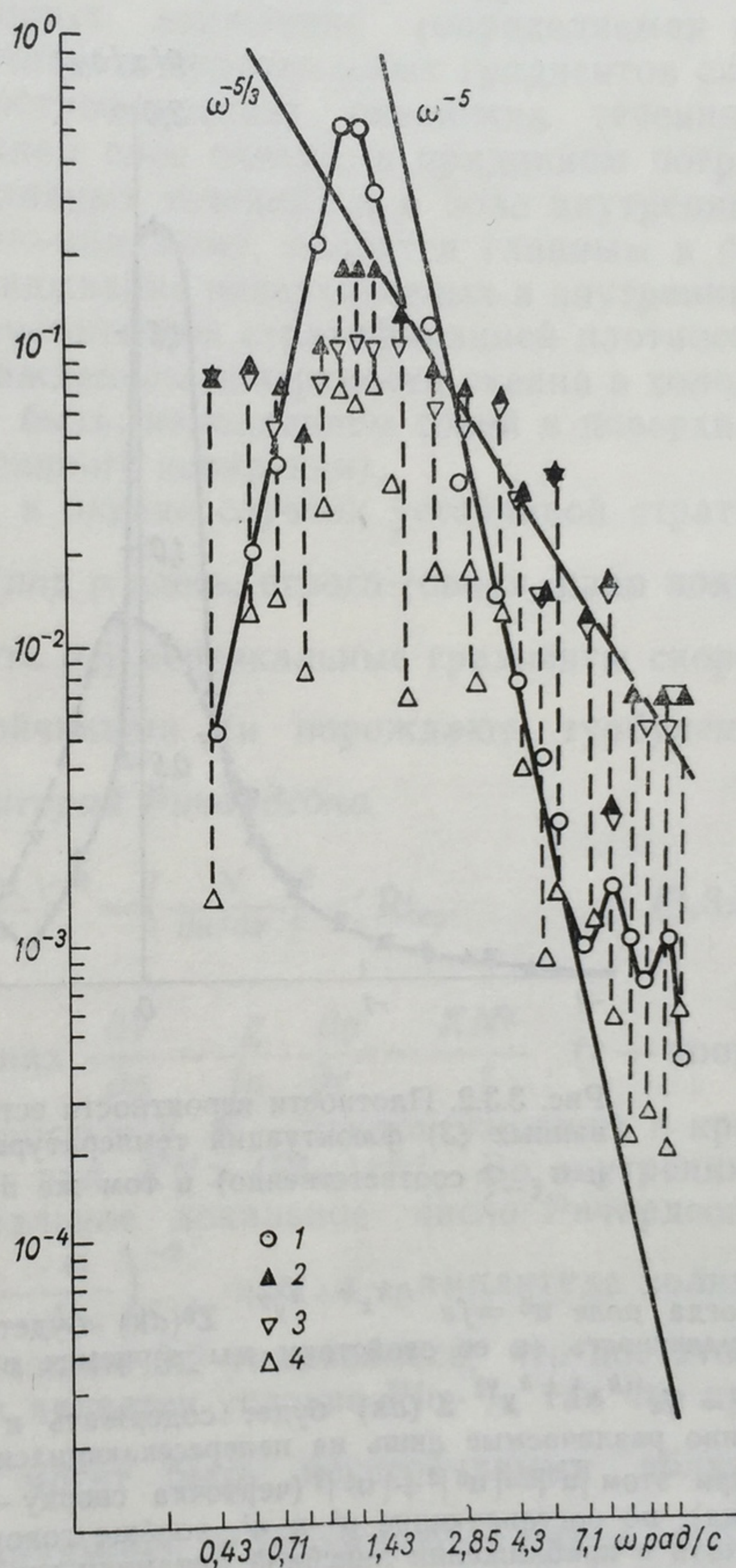
На рис. 3.3.1 показан пример фильтрации по работе [9], в которой были использованы синхронные регистрации естественных флюктуаций температуры  $\xi(t)$  на глубине 0,5 м и высоты поверхности моря  $\zeta(t)$ , полученные на вехе Фруда в Средиземном море. В этом примере «волновой шум»  $\hat{\xi}(t)$  был максимален (порядка 45%) на частотах  $\omega \sim 1,1 \div 1,4$  рад/с, соответствующих максимуму спектра волн, и быстро уменьшался с ростом частоты. В [9] были сравнены и другие статистические характеристики естественных флюктуаций температуры и «фильтрованных» флюктуаций  $\xi(t) - \hat{\xi}(t)$  (некогерентная с волнами часть естественных флюктуаций). На рис. 3.3.2 показаны распределения вероятности этих флюктуаций [при 65 слагаемых в аппроксимирующей  $\hat{\xi}(t)$  конечной сумме, чему соответствовала относительная ошибка фильтрации  $\sigma_n^2 / \sigma_{\xi}^2$  около 1%]; отметим, что распределения вероятности для высот волн  $\zeta(t)$  и «волнового шума»  $\hat{\xi}(t)$  здесь были приблизительно гауссовскими.



Отфильтровать аналогичным образом флуктуации, создаваемые *внутренними* волнами, не удастся, так как последние отдельно не регистрируются. Для выяснения принципиальной возможности разложения однородного по горизонтали случайного векторного поля  $u(x, y, z, t)$  (например, поля скорости) на турбу-

**Рис. 3.3.1.** Примеры нормированных спектральных плотностей высот волн  $\frac{f_{\zeta\zeta}(\omega)}{\sigma_{\zeta}^2}$  (1), естественных флуктуаций температуры на глубине 0,5 м  $\frac{f_{\xi\xi}(\omega)}{\sigma_{\xi}^2}$  (2), фильтрованных флуктуаций  $\frac{f_{\xi\xi}(\omega) - \widehat{f_{\xi\xi}}(\omega)}{\sigma_{\xi}^2}$  (3) и «волнового шума»  $\frac{\widehat{f_{\xi\xi}}(\omega)}{\sigma_{\xi}^2}$  (4) (по Бенилову [9]).

Пунктирные стрелки указывают величину спектральной плотности турбулентных флуктуаций на данной частоте.



лентную и волновую составляющие Колмогоров\* рекомендует рассматривать спектральное представление этого поля в горизонтальной плоскости, определяемое векторной случайной спектральной мерой  $Z(M)$  ( $M$  — множества в плоском векторном пространстве случайных спектров  $k$ ; мера  $Z$  зависит также от вертикальной координаты  $z$  и времени  $t$ ), и при каждом фиксированном  $k$  выделять

\* Личное сообщение.



в этой мере составляющую  $Z^0 = \frac{1}{k^2} ([n \cdot k] \cdot Z) [n \cdot k]$  в горизонтальной плоскости, ортогональную  $k$  ( $n$  — единичный вектор вертикального направления), и составляющую  $Z^1 = \frac{1}{k^2} (k \cdot Z) k + (n \cdot Z) n$  в вертикальной плоскости, содержащей  $k$ .

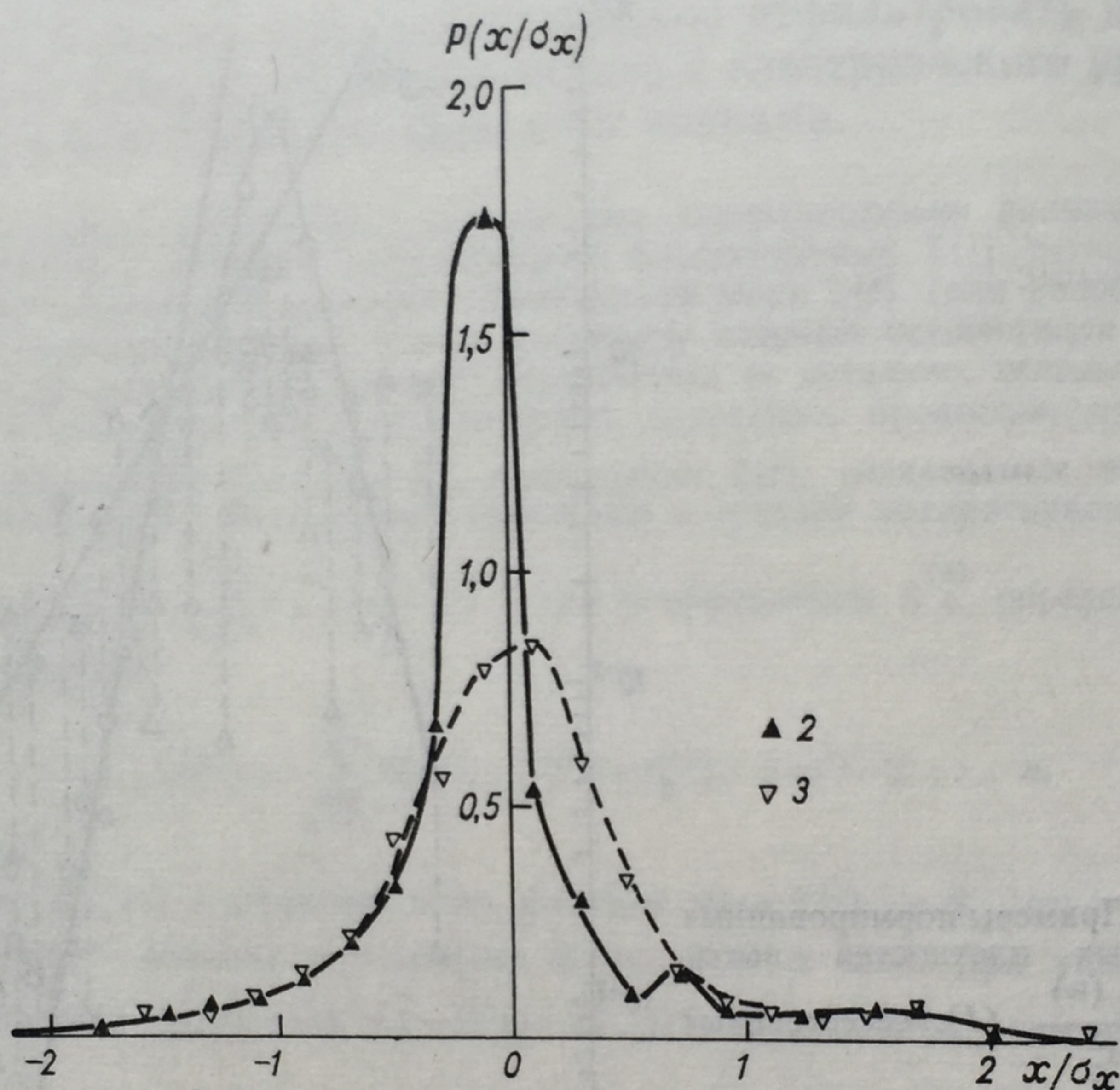


Рис. 3.3.2. Плотности вероятности естественных (2) и фильтрованных (3) флюктуаций температуры (нормированных на  $\sigma_\xi$  и  $\sigma_{\xi-\hat{\xi}}$  соответственно) в том же примере, что на рис. 3.3.1.

Тогда поле  $u^0 = \int e^{i(k_x x + k_y y)} Z^0(dk)$  будет описывать горизонтальную турбулентность (к ее свойствам мы вернемся в конце этого параграфа), а поле  $u^1 = \int e^{i(k_x x + k_y y)} Z^1(dk)$  будет содержать и турбулентность, и волны, отчетливо различаемые лишь на непересекающихся участках их частотных спектров. При этом  $|\bar{u}^2| = |u^0|^2 + |u^1|^2$  (черточка сверху — символ математического ожидания), но составляющие  $u^0$  и  $u^1$ , вообще говоря, могут быть коррелированными (хотя в приближении линейной динамики эта корреляция, по-видимому, должна затухать со временем).

Основные надежды на разделение турбулентности и внутренних волн следует, по-видимому, возлагать на использование фазовых соотношений (спектров сдвига фазы) между флюктуациями различных пространственных компонент скорости и скалярных полей, которые во внутренних волнах фиксированы, а в турбулентности произвольны. Разработка соответствующего алгоритма фильтрации



внутренних волн из записей полных естественных флюктуаций еще остается делом будущего.

Можно указать ряд механизмов, могущих генерировать мелко-масштабную турбулентность в океане [5]. Это — гидродинамическая неустойчивость *горизонтальных* градиентов скорости в мезо-масштабных квазигоризонтальных движениях (определяемая их числом Рейнольдса); неустойчивость *вертикальных* градиентов скорости в крупных (обычно геострофических) океанских течениях, в дрейфовых течениях в верхнем слое океана, в придонном пограничном слое (например, приливных течений) и в поле внутренних волн (последний механизм, по-видимому, является главным в основной толще океана): опрокидывание поверхностных и внутренних волн; конвекция в слоях с неустойчивой стратификацией плотности (создаваемой, например, охлаждением поверхности океана в холодные сезоны, а иногда, может быть, накоплением солей в поверхностных водах в периоды интенсивного испарения).

В обычно встречающихся в океане случаях устойчивой стратификации плотности  $\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0$  (под  $\rho$  здесь, строго говоря, надо понимать *потенциальную* плотность  $\rho_{\pi}$ ) вертикальные градиенты скорости  $\frac{\partial u}{\partial z}$  оказываются неустойчивыми (и порождают турбулентность), если выполняется *критерий Ричардсона*

$$Ri = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^{-2} = \left( \frac{N}{\partial u / \partial z} \right)^2 < Ri_{кр}. \quad (3.3.3)$$

В геострофических течениях  $\frac{\partial V}{\partial z} \sim \frac{g}{f\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \sim \frac{KN^2}{f}$  ( $r$  — координата вдоль течения со скоростью  $V$ ,  $K$  — наклон изопикн) и критерий Ричардсона принимает вид  $KN > (Ri_{кр})^{-1/2} f$ . Во внутренних волнах в пикноклине минимальное локальное число Ричардсона

равняется  $Ri = a^{-2} k^{-2} \left( \frac{N_m}{\omega} - \frac{\omega}{N_m} \right)^{-2}$ , где  $a$  — амплитуда волны,

а  $N_m$  — максимум  $N(z)$ . В разделе 3.2 указывалось, что достаточным критерием устойчивости является условие  $Ri > 1/4$ , так что при

$ak > 2 \left| \frac{N_m}{\omega} - \frac{\omega}{N_m} \right|^{-1}$  волны могут быть неустойчивыми вблизи гребней и ложбин. Там, по-видимому, и зарождаются пятна турбулентности в основной толще океана.

По свойствам турбулентности океан можно разбить на три слоя: 1) верхний перемешанный слой (выше слоя скачка плотности) толщиной порядка 100 м, непрерывно заполненный турбулентностью, которую все время порождают атмосферные воздействия при помощи опрокидывания поверхностных волн, дрейфовых течений и конвекции; 2) внутренний слой (почти вся толща океана), в котором, по-видимому, существует лишь перемежающаяся турбулент-



ность в форме отдельных пятен или «блинов», образующихся, вероятно, в областях гидродинамической неустойчивости внутренних волн; 3) придонный слой толщиной порядка 10 м, по-видимому, аналогичный пограничному слою атмосферы и непрерывно заполненный турбулентностью.

Верхний и придонный слои, вероятно, отделены от внутреннего слоя отчетливыми границами нерегулярной формы, создаваемой крупномасштабными турбулентными вихрями (с масштабами порядка толщины слоя) и внутренними волнами.

В верхнем перемешанном слое океана средние квадратичные флуктуации скорости обычно имеют порядок 1 см/с и быстро убывают с глубиной. Об интенсивности флуктуаций скорости можно судить и по скорости диссипации турбулентной энергии  $\epsilon$ , являющейся при больших числах Рейнольдса единственным параметром спектра кинетической энергии турбулентности в инерционном интервале волновых чисел  $\kappa$  (иногда обнаруживаемом в спектрах турбулентности в верхнем перемешанном слое океана), где трехмерный спектр  $E(\kappa)$  описывается «законом пяти третей» Колмогорова—Обухова:

$$E(\kappa) = C_1 \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}; \quad (3.3.4)$$

здесь  $C_1$  — числовая постоянная, по экспериментальным данным близкая к 1,4 (см. [10, § 21, 23]). При этом частотный спектр продольной компоненты скорости, получаемый по записи турбулиметра, буксируемого со скоростью  $U$ , имеет вид  $E_1(\omega) = C_2 (\epsilon U)^{2/3} \omega^{-5/3}$  ( $C_2 \approx 0,48$ ). У поверхности океана  $\epsilon$  обычно имеет значения порядка  $1 - 10^{-1}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> и в среднем убывает с глубиной до значений порядка  $10^{-3} - 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> у слоя скачка.

Иначе ведут себя средние квадратичные флуктуации температуры, которые сначала могут убывать с глубиной, но, по-видимому, имеют максимум (обычно порядка  $10^{-1}$  °C) в термоклине, где очень большие вертикальные градиенты температуры. В спектрах флуктуаций температуры часто можно ожидать существования инерционно-конвективного интервала волновых чисел, в котором эти спектры описываются «законом пяти третей» Обухова—Корсина:

$$E_T(\kappa) = B_1 \epsilon_T^{-1/3} \kappa^{-5/3}, \quad (3.3.5)$$

где  $\epsilon_T$  — скорость выравнивания неоднородностей температурного поля,  $B_1$  — числовая постоянная, по экспериментальным данным близкая к 1,1 (опять см. [10, § 21, 23]). При этом частотный спектр флуктуаций температуры, получаемый по записи буксируемого турбулиметра, имеет вид  $E_T(\omega) = B_2 \epsilon_T^{-1/3} U^{2/3} \omega^{-5/3}$  ( $B_2 \approx 0,7$ ). Значения  $\epsilon_T$  варьируют, по-видимому, в пределах  $10^{-3} - 10^{-8}$  (°C)<sup>2</sup>/с.

В области очень больших волновых чисел (частот) спектры турбулентности резко спадают из-за действия молекулярных сил. Согласно гипотезам подобия Колмогорова для локально-изотропной

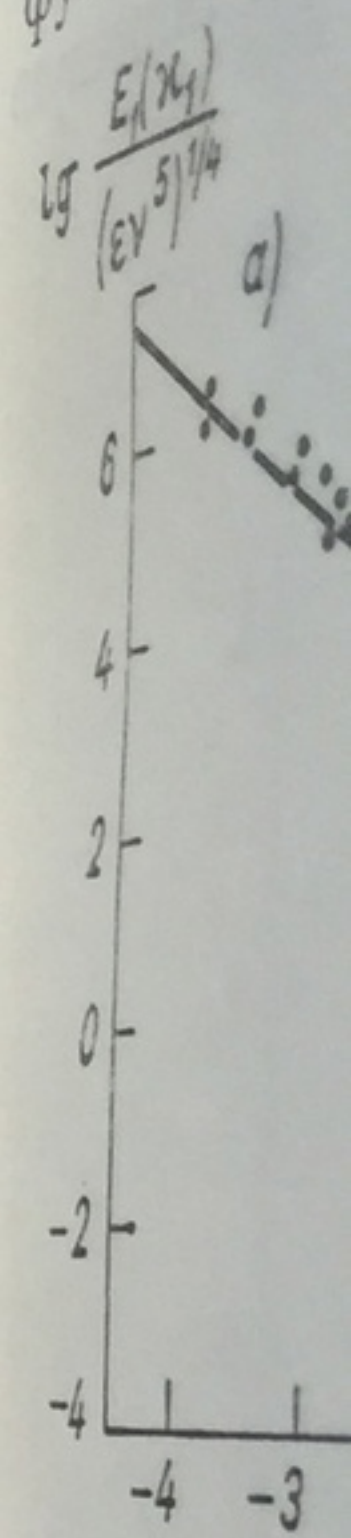


Рис. 3.3.3. Б... скорости в пр... ету [11]; фо... [10, ч. II, § ...]

рифмическом м... мический масш... ний и в самом... жена, уже в ес... на  $(\kappa, \eta)^2$ , что д... симум спектра...  $\kappa \approx \frac{1}{8\eta}$ ; в это... мерных продол... заметил, что с... пации иногда с... равновесия с... туаций плотно... сти после мол... ных флуктуац... Нескольк... спектры флю... 7 Заказ



турбулентности, спадание спектров флуктуаций скорости описывается универсальной безразмерной функцией  $\Phi(\kappa\eta) = (\varepsilon\nu^5)^{-1/4} E(\kappa)$ , где  $\nu$  — кинематический коэффициент молекулярной вязкости, а  $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$  — колмогоровский внутренний масштаб турбулентности; при малых  $\kappa\eta$  функция  $\Phi$  пропорциональна  $(\kappa\eta)^{-5/3}$ , т. е. справедлив «закон пяти третей» (3.3.4). Эти предсказания были подтверждены измерениями спектров океанской турбулентности в приливном течении с очень большим числом Рейнольдса ( $3 \cdot 10^8$ ) в работах Стюарта, Гранта и Моильета [11—13]; полученная там универсальная функция  $\Phi$  показана на рис. 3.3.3 (по оси абсцисс отложен в логарифмическом масштабе аргумент, пропорциональный  $\kappa_1\eta$ ). Логарифмический масштаб для  $\Phi$  может скрадывать разброс, но последний и в самом деле невелик, как это видно из рис. 3.3.4, где изображена, уже в естественном масштабе, та же функция  $\Phi$ , умноженная на  $(\kappa_1\eta)^2$ , что дает безразмерный спектр диссипации энергии. Максимум спектра диссипации энергии приходится на волновое число  $\kappa_1 \approx \frac{1}{8\eta}$ ; в этой же точке начинаются заметные отклонения одномерных продольных спектров от «закона пяти третей». Насмит [14] заметил, что спектры океанской турбулентности в интервале диссипации иногда оказываются выше «универсальной кривой» рис. 3.3.3. Он объясняет это действием архимедовых сил (в статистическом равновесии с молекулярными силами) при наличии в среде флуктуаций плотности (создаваемых, например, флуктуациями солёности после молекулярного выравнивания вначале скомпенсированных флуктуаций температуры).

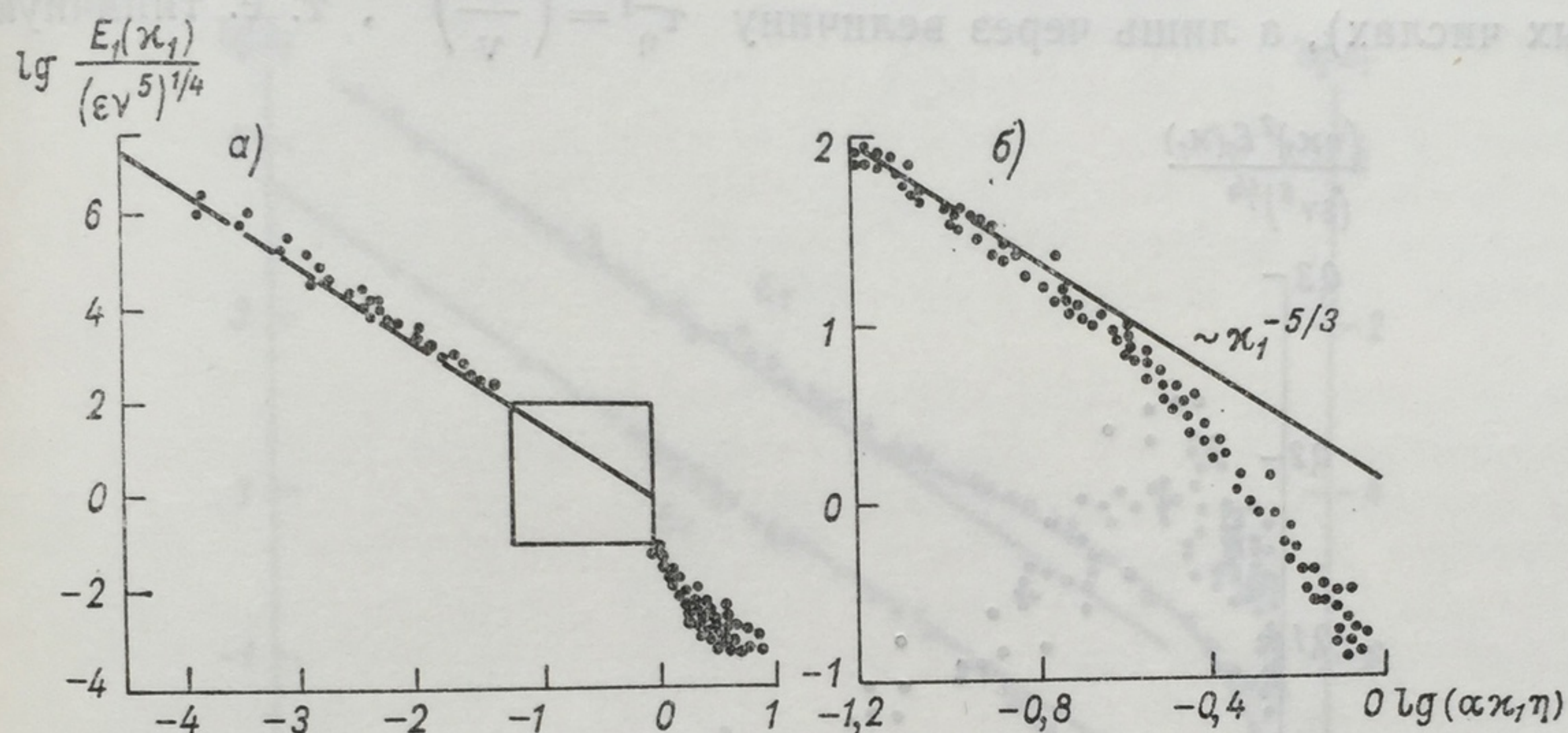


Рис. 3.3.3. Безразмерный продольный одномерный спектр флуктуаций скорости в приливном течении в море (а) (по Гранту, Стюарту и Моильету [11]); формулы пересчета одномерных спектров на трехмерные см. [10, ч. II, § 12]; б — данные внутри квадрата в а в увеличенном масштабе.

Несколько иначе ведут себя в области больших волновых чисел спектры флуктуаций температуры и солёности. Универсальная

ризмическом масштабе аргумент, пропорциональный  $\kappa_1\eta$ ). Логарифмический масштаб для  $\Phi$  может скрадывать разброс, но последний и в самом деле невелик, как это видно из рис. 3.3.4, где изображена, уже в естественном масштабе, та же функция  $\Phi$ , умноженная на  $(\kappa_1\eta)^2$ , что дает безразмерный спектр диссипации энергии. Максимум спектра диссипации энергии приходится на волновое число  $\kappa_1 \approx \frac{1}{8\eta}$ ; в этой же точке начинаются заметные отклонения одномерных продольных спектров от «закона пяти третей». Насмит [14] заметил, что спектры океанской турбулентности в интервале диссипации иногда оказываются выше «универсальной кривой» рис. 3.3.3. Он объясняет это действием архимедовых сил (в статистическом равновесии с молекулярными силами) при наличии в среде флуктуаций плотности (создаваемых, например, флуктуациями солёности после молекулярного выравнивания вначале скомпенсированных флуктуаций температуры).

Несколько иначе ведут себя в области больших волновых чисел спектры флуктуаций температуры и солёности. Универсальная



функция  $\varphi_T(\kappa\eta, Pr) = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_T} (\varepsilon\chi^5)^{-1/4} E_T(\kappa)$ , при малых  $\kappa\eta$  пропорциональная  $(\kappa\eta)^{-5/3}$  [закон (3.3.5)], здесь зависит от числа Прандтля  $Pr = \frac{\nu}{\chi}$  ( $\chi$  — кинематический коэффициент молекулярной диффузии тепла или солей). По теории Бэтчелора [15], при больших  $Pr$  (в морской воде  $Pr$  равно 7 для тепла и 700 для солей) в области  $\kappa\eta \gg 1$  спектр  $E_T(\kappa)$  может зависеть от  $\varepsilon$  не непосредственно (так как основная диссипация энергии сосредоточена в меньших волновых числах), а лишь через величину  $\tau_\eta^{-1} = \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{1/2}$ , т. е. типичную

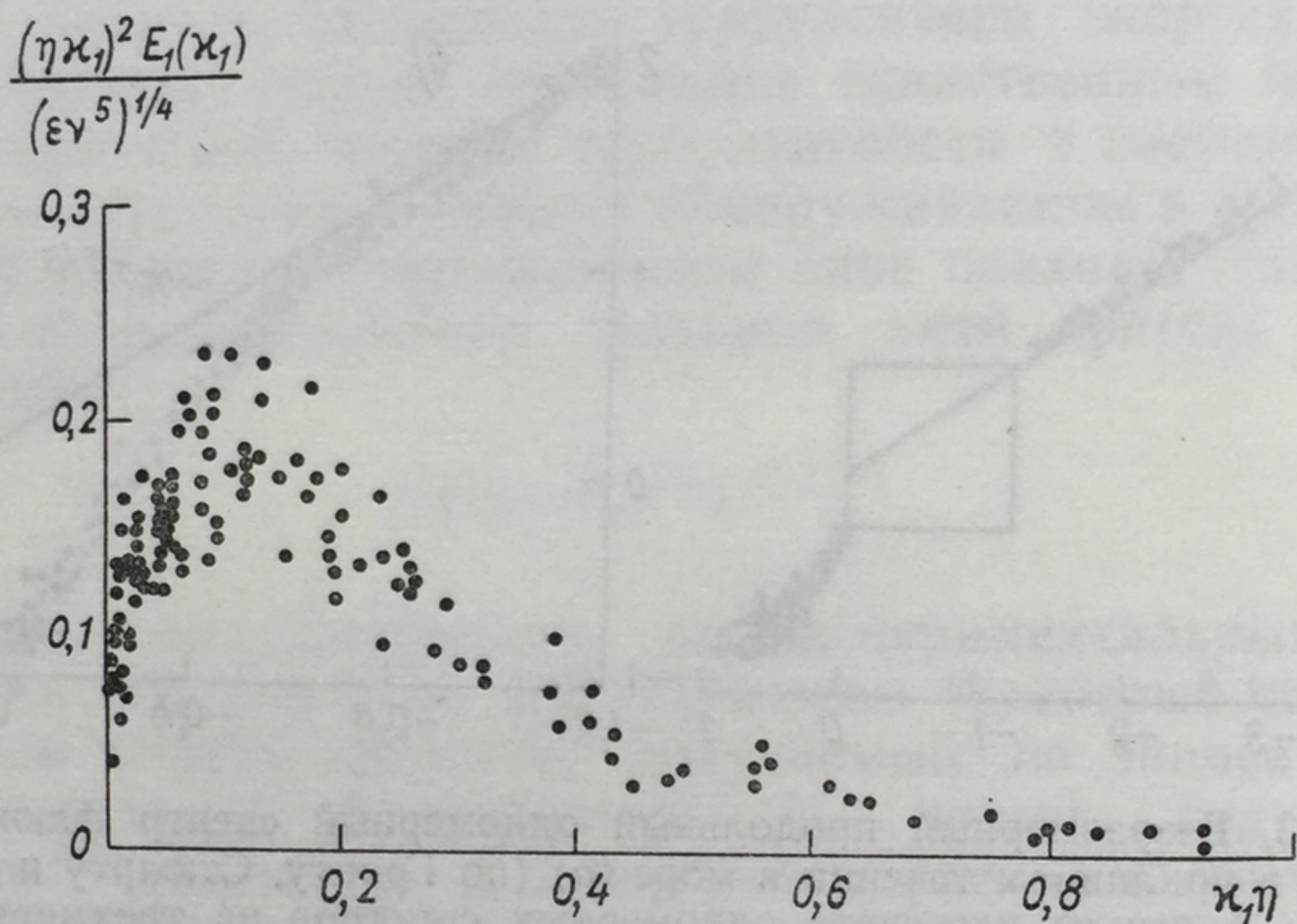


Рис. 3.3.4. Безразмерный спектр диссипации энергии (по [11]).

величину скоростей деформации, осуществляющих конвективное перемешивание путем вращения и сближения изотермических (или изохалинных) поверхностей. Отсюда  $\varphi_T \sim (Pr)^{3/4} \Phi[\kappa\eta(Pr)^{-1/2}]$ . Пока здесь аргумент функции  $\Phi$  мал (т. е. в вязко-конвективном интервале спектра  $1 \ll \kappa\eta \ll (Pr)^{1/2}$ ), коэффициент диффузии  $\chi$  не должен влиять на  $E_T(\kappa)$ , для чего должно быть  $\Phi(n) \sim n^{-1}$ .

Таким образом, в инерционно-конвективном интервале спектра  $E_T(\kappa) \sim \kappa^{-5/3}$ , в вязко-конвективном интервале  $E_T(\kappa) \sim \kappa^{-1}$  и лишь затем в вязко-диффузионном интервале  $\kappa\eta \gg (Pr)^{1/2}$  спектр  $E_T(\kappa)$  резко спадает из-за сглаживающего действия молекулярной диффузии. Эти предсказания были подтверждены измерениями спектров флуктуаций температуры в океане в работе Гранта, Хьюджеса, Фогеля и Моильета [16]. Один из примеров их спектров  $E_T(\kappa)$  [в сравнении с  $E(\kappa)$ ] приведен на рис. 3.3.5.

В области малых волновых чисел (вне интервала диссипации) спектры турбулентности в стратифицированном океане могут отклоняться от «законов пяти третей» из-за действия на турбулентность архимедовых сил. Согласно теории подобия Обухова—Болд-



жиано (см. [10, § 21.7], это действие становится заметным в больших масштабах  $L \gg L_* = \varepsilon^{5/4} \varepsilon_T^{-3/4} (\alpha g)^{-3/2}$ , где  $\alpha \sim 2 \cdot 10^{-4}$  град. $^{-1}$  —

коэффициент термического расширения воды. При  $\kappa \ll \frac{1}{L_*}$  множители  $C_1$  и  $B_1$  в формулах (3.3.4) и (3.3.5) становятся функциями от  $\kappa L_*$ ; эти функции были рассчитаны полуэмпирическими методами в работе [17]. По гипотезе Болджиано, подтверждаемой расчетом [17], при устойчивой стратификации плотности из-за больших потерь энергии на работу против архимедовых сил скорость вязкой

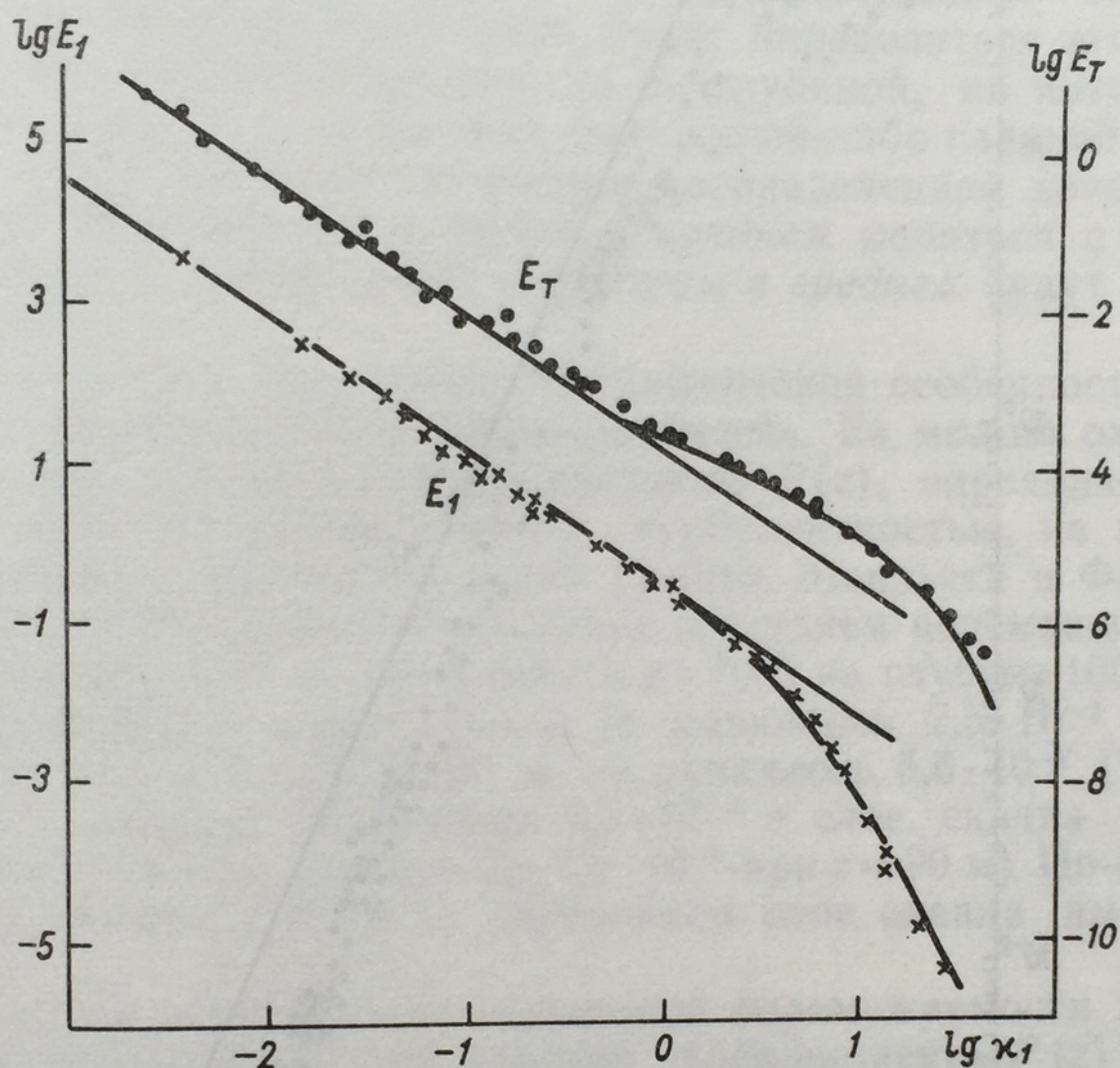


Рис. 3.3.5. Пример одномерного спектра флуктуаций температуры в океане (верхняя кривая, правая шкала) в сравнении с одномерным спектром флуктуаций скорости (нижняя кривая, левая шкала) (по Гранту, Хьюджесу, Фогелю и Моильету [16]).

диссипации энергии  $\varepsilon$  должна быть много меньше скорости передачи энергии по спектру в области малых  $\kappa$  и поэтому перестает влиять на форму спектров в этой области. Для этого должно быть  $C_1 \sim (\kappa L_*)^{-8/15}$  и  $B_1 \sim (\kappa L_*)^{4/15}$ , так что

$$E(\kappa) \sim \varepsilon_T^{2/5} (\alpha g)^{4/5} \kappa^{-11/5}; \quad E_T(\kappa) \sim \varepsilon_T^{4/5} (\alpha g)^{-2/5} \kappa^{-7/5}. \quad (3.3.6)$$

Конечно, такой интервал в спектре может появиться, если  $L_*$  меньше внешнего масштаба турбулентности. С другой стороны, если  $L_*$  окажется малым, порядка  $\eta$ , то интервал с законами (3.3.6) целиком займет место инерционного интервала. На рис. 3.3.6 приведен пример спектра флуктуаций скорости в верхнем слое океана [следующего закону (3.3.6)], полученный во втором рейсе судна



«Академик Курчатов» в Атлантике [здесь, однако, не удается оценить вклад внутренних волн, нередко имеющих спектр  $E(\kappa) \sim \kappa^{-3}$ ; это же относится и к другим, часто наблюдаемым в океане спектрам  $E(\kappa) \sim \kappa^{-m}$  с  $m > 5/3$ ].

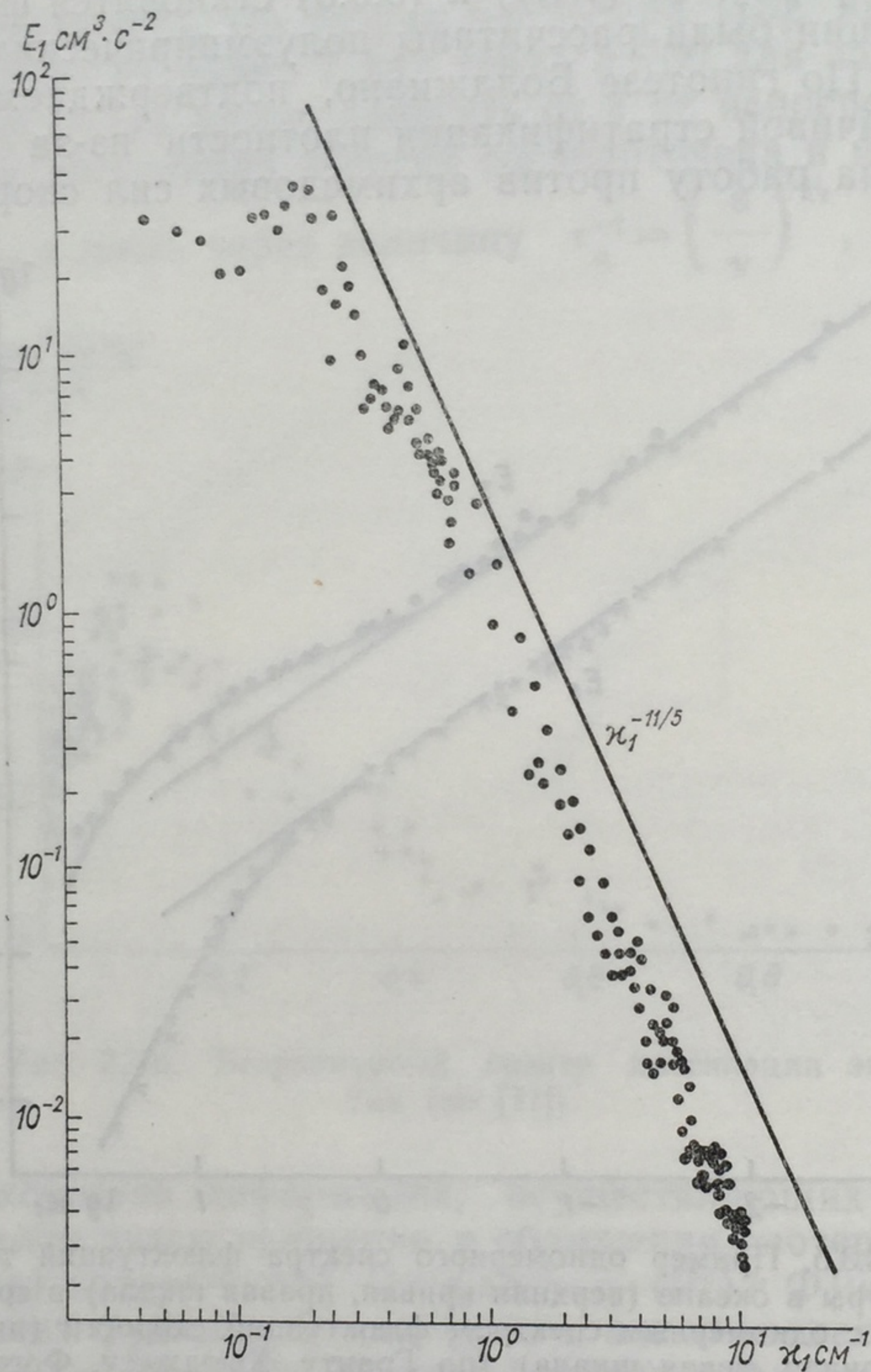


Рис. 3.3.6. Пример одномерного продольного спектра флуктуаций скорости в океане, следующего закону (3.3.6), полученный во втором рейсе судна «Академик Курчатов» в Атлантике.

Заметим, однако, что в области не слишком малых масштабов спектры универсального вида (3.3.4), (3.3.5) или (3.3.6) предсказываются теорией подобия лишь для турбулентности с очень большими числами Рейнольдса. Реальная же океанская турбулентность развивается (по-видимому, как правило) лишь внутри квазигомогенных слоев вертикальной микроструктуры океана с толщинами, скажем, порядка метров, в которых вертикальные перепады скорости имеют порядок единиц см/с и числа Рейнольдса — порядок  $10^4$ — $10^5$ , т. е. всего на 1—2 порядка выше типичных критических значе-

ний Рей  $\sim 3000$ .  
сел с универсаль-  
не будет, и спек-  
щинами квази-  
только параметр  
метров. Их рас-  
ческой теории к  
устойчиво стра-  
будущего.

Ясно также,  
кретного квази-  
намическими ха-  
дится этот слой  
от глубины (в  
ных слоев турб-  
если свойства  
с глубиной).

Во внутренн-  
лентности пред-  
зовать коэффи-  
средняя доля  
В измерениях  
коэффициент  $R$   
океана толщины  
до глубины 300  
 $z=15$  м и 1,5.  
 $z=15$  м, дости-  
при  $z=43$  м и  $z$   
типичные знач-  
док  $10^{-2}$ .

Однако опи-  
штабных флю-  
ляется недоста-  
роде имеет об-  
разной интен-  
туаций. Более  
деления вероя-  
Колмогоров\*  
учащенный (с  
спектров флю-  
сировки турб-  
ций электроп-  
«Дмитрий М-  
функции изм-  
порядка пер-  
на связь пер-  
ренними вол-

\* Личное сооб-



ний  $Re_{кр} \sim 3000$ . При таких небольших  $Re$  интервалов волновых чисел с универсальными спектральными законами (3.3.4) — (3.3.6) уже не будет, и спектры турбулентности в масштабах, сравнимых с толщинами квазиоднородных слоев, будут определяться не одним только параметром  $\varepsilon$ , а большим числом крупномасштабных параметров. Их расчет потребует построения конкретной гидродинамической теории квазиоднородных слоев в океане (или вообще в очень устойчиво стратифицированной жидкости), что еще остается делом будущего.

Ясно также, что турбулентность, развивающаяся внутри конкретного квазиоднородного слоя, будет определяться его гидродинамическими характеристиками, но не глубиной, на которой находится этот слой, т. е. не должна быть какой-либо гладкой функцией от глубины (в среде со случайным распределением квазиоднородных слоев турбулентность будет в среднем меняться с глубиной, если свойства слоев микроструктуры в среднем будут меняться с глубиной).

Во внутреннем слое океана специфической особенностью турбулентности представляется перемежаемость. Ее можно охарактеризовать коэффициентом перемежаемости  $P(z)$ , определяемым как средняя доля площади, занятой турбулентностью, на глубине  $z$ . В измерениях с подводной лодки Гранта, Моильета и Фогеля [18] коэффициент  $P(z)$  равнялся единице в верхнем перемешанном слое океана толщиной 50 м, уменьшался до 0,05 на глубине 100 м и далее до глубины 300 м менялся мало [ $\varepsilon$  равнялось  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}^3$  при  $z=15$  м и  $1,5 \cdot 10^{-4}$  при  $z=90$  м;  $\varepsilon_T$  равнялось  $5,6 \cdot 10^{-7} (\text{°C})^2/\text{с}$  при  $z=15$  м, достигало максимума  $6,7 \cdot 10^{-6}$  в слое скачка плотности при  $z=43$  м и затем убывало до  $7,2 \cdot 10^{-8}$  при  $z=90$  м]. По-видимому, типичные значения  $P(z)$  во внутреннем слое океана имеют порядок  $10^{-2}$ .

Однако описание пространственной перемежаемости мелкомасштабных флюктуаций при помощи коэффициента  $P(z)$  представляется недостаточно детальным, так как эта перемежаемость в природе имеет обычно характер чередования областей с флюктуациями разной интенсивности, а не просто с наличием и отсутствием флюктуаций. Более детальное описание дали бы эмпирические распределения вероятности (гистограммы) интенсивности флюктуаций. Колмогоров\* предложил использовать для анализа перемежаемости учащенный (скажем, каждые 3 с) расчет структурных функций или спектров флюктуаций по многоминутным их записям в режиме буксировки турбулиметров. Опыт такого расчета по записям флюктуаций электропроводности воды в седьмом рейсе судна АН СССР «Дмитрий Менделеев» показал, что трехсекундные структурные функции изменяются с периодами порядка нескольких минут, т. е. порядка периода Вайсала—Брента, что, по-видимому, указывает на связь перемежаемости мелкомасштабных флюктуаций с внутренними волнами, которым свойствен этот период. Еще интереснее

\* Личное сообщение.



было бы провести такие расчеты по записям флюктуаций скорости течения.

Количественных измерений характеристик турбулентности на больших глубинах в океане пока еще почти нет. Предварительные оценки некоторых характеристик можно попытаться извлечь из сведений о стратификации плотности, которая формируется под действием вертикального турбулентного обмена.

В работе [19] установлено, что в значительной нижней части внутреннего слоя океана вертикальный профиль частоты Вайсала—Брента  $N$  часто может быть аппроксимирован функцией  $Ah$ , где  $h$  — высота над дном (см. один из примеров на рис. 3.3.7), причем коэффициент  $A$  на различных гидрологических станциях варьирует в пределах  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  м<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup>. Если попытаться применить к внутреннему слою океана теорию подобия для турбулентности в устойчиво стратифицированной среде (см. [10, § 73]), то формуле  $N=Ah$  будет отвечать уменьшение с высотой отношения коэффициентов обмена для тепла и импульса по закону  $h^{-2}$ , а коэффициент  $A$  будет расшифровываться формулой  $A = \frac{\kappa_K}{R} \left( \frac{g}{\rho} M \right)^2 u_*^{-5}$ , где  $\kappa_K \approx 0,4$  — постоянная Кармана,  $R \sim 10^{-1}$  — максимальное значение динамического числа Ричардсона,  $u_*$  — скорость трения, а  $M = \rho' w' = P \langle \rho' w' \rangle$  — вертикальный турбулентный поток массы (штрихами обозначаются турбулентные флюктуации, черточкой над буквами — осреднение по площади, угловыми скобками — осреднение по одним лишь турбулентным пятнам). Отсюда

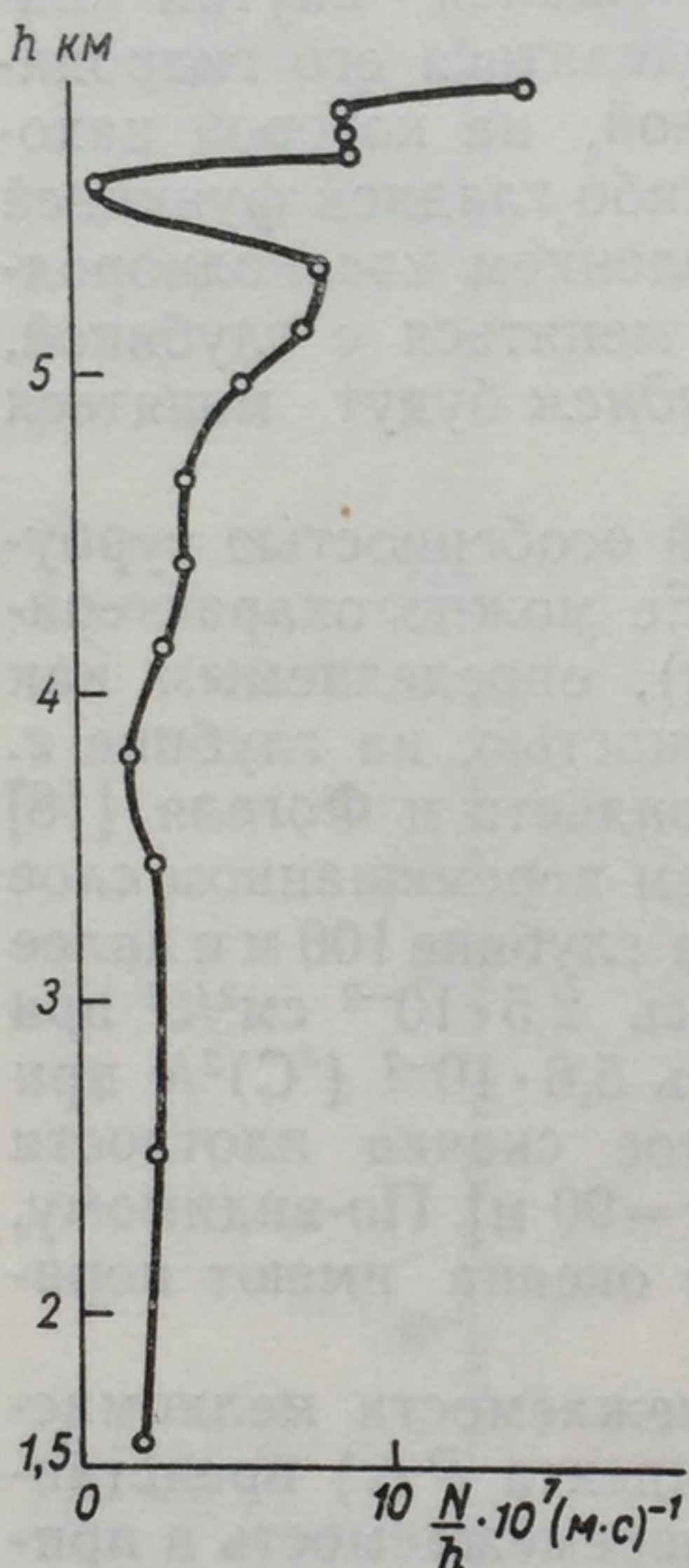


Рис. 3.3.7. Зависимость частоты Вайсала—Брента  $N$  от высоты над дном  $h$  на гидрологической станции № 4371, выполненной «Витязем» в Тихом океане ( $27^\circ 07'$  с. ш.,  $153^\circ 45'$  в. д.; глубина 6 км) (см. [19]).

при  $u_* \sim 1$  см/с получается  $M \sim 10^{-8}$  г/см<sup>2</sup> с. С другой стороны, согласно [19], в верхней части внутреннего слоя океана зависимость  $N$  от глубины  $z$  часто может быть аппроксимирована формулой  $N = \frac{w_*}{z}$ , где  $w_* \approx 2,2$  м/с мало варьирует от станции к станции. Приравнявая два выражения для  $N$  в середине океана  $z = \frac{H}{2}$ , получим оценку относительных флюктуаций плотности в турбу-

лентных пятнах [20]  $\frac{\rho'}{\rho} \sim B \frac{u_*^2}{gH}$ , где  $B = \frac{1}{\kappa_K r_{\rho w}} \left( \frac{4\kappa_K R}{P} r_{uw} \frac{w_*}{u_*} \right)^{1/2}$ , а  $r_{\rho w}$  и  $r_{uw}$  —

коэффициенты корреляции между соответствующими флюктуациями, имеющие, по-видимому, порядок  $10^{-1}$ . Отсюда  $\rho'/\rho \sim 10^{-6}$  и  $T \sim \rho'/\alpha\rho \sim 10^{-2}$  град. (эти оценки, конечно, зависят от принятого значения  $u_* \sim 1$  см/с). Наконец, из соотношения  $u_*^2 \sim Pr_{uw} w'^2$  при  $P \sim 10^{-2}$  видно, что флюктуации  $w'$  в турбулентных пятнах могут по меньшей мере на порядок превосходить  $u_*$ .



В придонном слое океана измерений турбулентности еще почти не было. Отметим, однако, измерения низкочастотных флюктуаций (с частотами порядка  $10^{-1}$ — $10^2$  цикл/ч) в придонном слое глубокого океана, выполненные Вимбушем и Манком [21], с некоторым успехом интерпретировавшими свои результаты в рамках теории подобия для турбулентности при неустойчивой стратификации (см. [10, § 7]) в целях оценки способности придонного слоя проводить вверх геотермическое тепло.

Турбулизованность океана существенно ускоряет диффузию в нем различных примесей. Изучение этого явления приобретает особую актуальность в связи с растущей угрозой загрязнения океана нефтью, радиоактивными веществами, ДДТ, свинцом и другими вредными примесями. Следует иметь в виду, что горизонтальная диффузия, создаваемая мезомасштабной горизонтальной турбулентностью, происходит значительно быстрее, особенно при наличии градиентов скорости крупномасштабных течений, чем вертикальная диффузия, создаваемая мелкомасштабной турбулентностью. Последняя характеризуется меняющимися с глубиной (и существенно зависящими от стратификации) коэффициентами турбулентной диффузии  $D_z$  (в верхнем слое океана порядка  $10 \text{ см}^2/\text{с}$ ); средние квадратичные смещения частиц примеси при этом растут со временем по закону  $(2D_z t)^{1/2}$ . Горизонтальную турбулентность в океане обычно представляют как результат дробления крупных вихрей на мелкие; она характеризуется прежде всего скоростью и передачей энергии по спектру масштабов и подчиняется «законам пяти третей» (3.3.4) — (3.3.5) и аналогичному «закону четырех третей» Ричардсона  $D_h \sim \varepsilon^{1/3} L^{4/3}$  для зависимости коэффициента горизонтальной диффузии от размера  $L$  диффундирующего пятна примеси; средние квадратичные смещения частиц примеси при этом пропорциональны  $(\varepsilon t^3)^{1/2}$ .

Эта концепция изложена в статье [22] и книге Озмидова [23]. Она подтверждается, например, измерениями неоднородностей поля температуры поверхности океана [24] [структурные функции которых в масштабах  $10^0$ — $10^1$  км в ряде случаев оказались подчиняющимися эквивалентному (3.3.5) «закону двух третей»  $(\delta_r T)^2 \sim \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3} r^{2/3}$ , где  $r$  — расстояние] и прямой эмпирической проверкой «закона четырех третей» и его следствий по данным диффузионных опытов в океане [25, 26] (в [25] для  $\varepsilon$  получены оценки  $10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}^3$  в масштабах  $10^1$ — $10^3$  км и  $10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}^3$  в масштабах  $10^4$ — $10^5$  км). Совместное действие вертикальной диффузии (с различными моделями для коэффициента диффузии  $D_z$ ) и подчиняющейся «закону четырех третей» горизонтальной диффузии проанализировано теоретически в работе [27].

Отметим, что диффузию по закону  $(\varepsilon t^3)^{1/2}$  не следует путать с обычной диффузией по закону  $(2D_z t)^{1/2}$ , которая при наличии градиента  $\Gamma$  скорости крупномасштабного течения в направлении этого течения ускоряется и следует закону  $\left(\frac{2}{3} \Gamma^2 D_z t^3\right)^{1/2}$ .



(см. [10, § 10.4]). Этот эффект может быть ответственным за часто наблюдаемое растягивание пятен диффундирующей примеси по направлению течения.

Упомянем, наконец, и иную, чем выше, концепцию горизонтальной турбулентности, исходящую из того, что для двумерного потока справедлив не только закон сохранения кинетической энергии, но и закон сохранения вихря, так что структура двумерной турбулентности в инерционном интервале спектра может определяться не только скоростью вырождения энергии  $\varepsilon$ , но и скоростью вырождения энтропии  $\varepsilon_1$  (т. е. среднего квадрата вихря) [28, 29]. Тогда возникает масштаб длины  $L_1 = (\varepsilon/\varepsilon_1)^{1/2}$ , и константы  $C_1$  и  $B_1$  в «законах пяти третей» (3.3.4) и (3.3.5) превращаются в функции от  $kL_1$ .

Если предположить, что на одном из концов инерционного интервала спектра существен только параметр  $\varepsilon$ , а на другом — только  $\varepsilon_1$ , то на этом втором конце вместо «законов пяти третей» будут справедливы законы

$$E(k) \sim \varepsilon^{2/3} k^{-3}; \quad E_T(k) \sim \varepsilon_T \varepsilon_1^{-1/3} k^{-1}, \quad (3.3.7)$$

а вместо «закона четырех третей» Ричардсона будет справедлив закон  $D_h \sim \varepsilon^{1/3} L^2$ . Закон (3.3.7) для  $E(k)$  нашел некоторое подтверждение в численных экспериментах по двумерной турбулентности и в статистике крупномасштабных атмосферных движений, но соответствующих данных по горизонтальной турбулентности в океане пока не имеется.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bowden K. F. Turbulence.— In: „Oceanogr. and Marine Biol. Annual Rev.“, London, 1964, vol. 2, p. 11—30; 1970, vol. 8, p. 11—32.
2. Филиппс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969, 267 с.
3. Монин А. С. Океанская турбулентность.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1969, т. 5, № 2, с. 218—225.
4. Бенилов А. Ю. Экспериментальные данные о мелкомасштабной морской турбулентности.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1969, т. 5, № 5, с. 513—532.
5. Монин А. С. Основные особенности морской турбулентности.— «Океанология», 1970, т. 10, вып. 5, с. 240—249.
6. Bowden K. F., White R. A. Measurements of the orbital velocities of the sea waves and their use in determining the directional spectrum.— „J. Roy. Astronom. Soc.“, 1966, vol. 12, No. 1, p. 33—54.
7. Бенилов А. Ю., Филюшкин Б. Н. Приложение методов линейной фильтрации к анализу флуктуаций в поверхностном слое моря.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 8, с. 810—820.
8. Яглом А. М. Введение в теорию стационарных случайных функций.— «Успехи матем. наук», 1952, т. 7, № 5 (51), с. 1—168.
9. Бенилов А. Ю. Оценка статистических характеристик случайных гидрофизических полей в верхнем слое океана.— В сб.: Исследование океанической турбулентности. М., «Наука», 1973, с. 49—63.
10. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1965, часть I, 639 с.; 1967, часть II, 720 с.
11. Grant H. L., Stewart R. W., Moilliet A. Turbulence spectra from a tidal channel.— „J. Fluid Mech.“, 1962, vol. 12, pt. 2, p. 241—268.
12. Stewart R. W., Grant H. L. Determination of the rate of dissipation of turbulent energy near the sea surface in the presence of waves.— „J. Geophys. Res.“, 1962, vol. 67, No. 8, p. 3177—3180.
13. Grant H. L., Moilliet A. The spectrum of a cross-stream component of a turbulence in a tidal stream.— „J. Fluid Mech.“, 1962, vol. 13, pt. 2, p. 237—240.



14. N a s m y t h P. W. Some observations on turbulence in the upper layers of the ocean.—„Rapports et proces-verbaux des reunions“, 1972, vol. 162, p. 19—24.
15. B a t c h e l o r G. K. Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part I. General discussion and the case of small conductivity.—„J. Fluid Mech.“, 1959, vol. 5, pt. 1, p. 134—139.
16. G r a n t H. L., H u g h e s B. A., V o g e l W. M., M o i l l i e t A. The spectrum of temperature fluctuations in turbulent flow.—„J. Fluid Mech.“, 1968, vol. 34, pt. 3, p. 423—442.
17. М о н и н А. С. О спектре турбулентности в температурно-неоднородной атмосфере.—«Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1962, № 3, с. 397—407.
18. G r a n t H. L., M o i l l i e t A., V o g e l W. M. Some observations of the occurrence of turbulence in and above the thermocline.—„J. Fluid Mech.“, 1968, vol. 34, pt. 3, p. 443—448.
19. М о н и н А. С., Н е й м а н В. Г., Ф и л ю ш к и н Б. Н. О стратификации плотности в океане.—«ДАН СССР», 1970, т. 191, № 6, с. 1277—1279.
20. М о н и н А. С. О турбулентных потоках массы в океанах.—«ДАН СССР», 1970, т. 193, № 5, с. 1038—1041.
21. W i m b u s h M., M u n k W. The benthic boundary layer.—In: The Sea, 1970, vol. 4, pt. 1, Wiley—Interscience, p. 731—758.
22. М о н и н А. С. Горизонтальное перемешивание в атмосфере.—«Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1959, № 3, с. 327—345.
23. О з м и д о в Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., «Наука», 1968. 199 с.
24. И в а н о в В. Н., М о н и н А. С., П а к а В. Т. О структуре поля температуры поверхности океана.—«ДАН СССР», 1968, т. 183, № 6, с. 1304—1307.
25. О к у б о А., О з м и д о в Р. В. Эмпирическая зависимость коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии в океане от масштаба явления.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 5, с. 534—537.
26. Статистические характеристики полей концентрации пассивной примеси, искусственно вносимой в море.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 7, № 9, с. 963—973. Авт.: Р. В. Озмидов, В. К. Асток, А. Н. Гезенцвей, М. К. Юхат.
27. М о н и н А. С. О взаимодействии между вертикальной и горизонтальной диффузией примесей в море.—«Океанология», 1969, т. 9, вып. 1, с. 76—81.
28. B a t c h e l o r G. K. Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence.—„Phys. Fluids“, Suppl. II, 1969, p. 233—239.
29. K r a i c h n a n R. Inertial ranges in two-dimensional turbulence.—„Phys. Fluids“, 1967, vol. 10, No. 1, p. 14—23.

### 3.4. Вертикальная микроструктура океана

Совершенствование аппаратуры для непрерывного зондирования изменений температуры и солености с глубиной (бати-термограф — в 1941 г.; первый термосолезонд — в 1948 г.) позволило обнаружить то, что долгое время оставалось недоступным для наблюдения и изучению более грубыми средствами (например, серийной батометров), а именно: тонкую термохалинную структуру вод океанов и морей. Длительное время океанологи пренебрегали тонкими деталями стратификации и браковали все наблюдения, обнаружившие инверсии в распределении температуры или плотности. Однако лабораторные и теоретические исследования последних 10—20 лет привели к предположению о реальности океанской микроструктуры. Это дало толчок разработке специальных зондов, позволивших во многих случаях обнаружить в океане ступенчатую



микроструктуру [1—24], которая затем оказалась практически повсеместным явлением.

Еще в 1956 г. Стоммел с соавторами [25] обратили внимание на возможность развития конвекции в слое соленой воды с устойчивой стратификацией плотности, но противоположными по знаку вертикальными градиентами температуры и солености благодаря «двойной диффузии», т. е. различию в коэффициентах диффузии тепла и соли в воде (для тепла коэффициент диффузии в 100 раз больше, чем для соли). Эта идея, развитая далее Стоммелом [26], породила серию теоретических [27—34] и лабораторных [35—43] исследований термохалинной конвекции.

В лабораторных экспериментах Тернера и Стоммела [35, 36] установлено, что при расположении холодной и относительно пресной воды над теплой и соленой (более плотной) возникает «расслоение», т. е. образуется последовательность конвективных и ламинарных слоев, так как относительно быстрая диффузия тепла снизу вверх возбуждает на некоторых уровнях конвекцию, но проникновение последней вверх ограничивается сохраняющимся в ламинарных слоях из-за медленности диффузии соли устойчивым градиентом солености. При этом наряду с конвективным вертикальным потоком тепла  $H$  возникает и конвективный поток соли  $F$ . Приведенные к безразмерной форме делением соответственно на  $D_T \frac{\delta T}{h}$

и  $D_s \frac{\delta s}{h}$  ( $D_T$ ,  $D_s$  — коэффициенты диффузии тепла и соли,  $\delta T$  и  $\delta s$  — вертикальные разности температуры и солености,  $h$  — толщина слоя), эти потоки пропорциональны  $Ra^{1/3}$  ( $Ra = \frac{\alpha_T g h^3 \delta T}{\nu \chi_T}$  — число Рэлея,  $\alpha_T$  — коэффициент термического расширения воды,  $\nu$  и  $\chi_T$  — кинематические коэффициенты вязкости и теплопроводности), с коэффициентами пропорциональности, зависящими от отношения  $\frac{\alpha_s \delta s}{\alpha_T \delta T}$  вкладов солености и температуры в вертикальную

разность плотностей,  $\alpha_s = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_{T, p}$ . Эксперименты показали, что отношение  $\frac{\alpha_s F}{\alpha_T H}$  изменений потенциальной энергии за счет переноса солей и тепла с ростом  $\frac{\alpha_s \delta s}{\alpha_T \delta T}$  сначала быстро падает, а при  $\frac{\alpha_s \delta s}{\alpha_T \delta T} > 2$  становится постоянным, приблизительно равным 0,15, т. е. 15% потенциальной энергии, освобождающейся при конвективном переносе тепла, затрачивается на подъем соли.

В экспериментах Тернера и Стерна [37, 40] установлено, что при расположении теплой соленой воды над холодной и менее соленой (более плотной) развивается конвекция в форме узких и длинных



вертикальных ячеек — «солевых пальцев», так как относительно быстрое горизонтальное выравнивание температурных аномалий при сохраняющихся из-за медленности диффузии соли аномалиях солености порождает аномалии плотности. Эксперименты показали, что в этом случае отношение  $\frac{\alpha_T H}{\alpha_s F}$  мало зависит от параметра ус-

тойчивости  $\frac{\alpha_T \delta T}{\alpha_s \delta s}$  и приблизительно равно 0,56, т. е. более половины потенциальной энергии, освобождающейся при соленостной конвекции, затрачивается на перенос тепла вверх против градиента температуры — солевые пальцы оказываются эффективным механизмом вертикального переноса не только соли, но и тепла. Конвективные слои должны выглядеть на профилях температуры и солености как вертикальные ступеньки. По приближенной теории Стерна [32], максимальная толщина ступенек оценивается формулой

$$H_m \approx \nu^2 (\chi_T \chi_s)^{-3/4} \left( g \alpha_s \frac{\partial s}{\partial z} \right)^{-1/4}, \quad (3.4.1)$$

откуда при  $\nu = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\chi_T = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\chi_s = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$  и  $\alpha_s \frac{\partial s}{\partial z} \sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}$  получается  $H_m \sim 20 \text{ м}$ .

Просуммированные Федоровым [14, 23] наблюдения в океане и озерах (теплое и соленое озеро Ванда в Антарктике, глубоководные впадины с горячим рассолом в Красном море, средиземноморские воды в Атлантике, красноморские воды в Аденском заливе и т. д.) показывают, что ступенчатые структуры действительно довольно часто встречаются как в слоях с инверсионным распределением температуры, так и в слоях, где температура и соленость убывают с глубиной. На рис. 3.4.1 приведены два характерных профиля ступенчатой термохалинной структуры.

Вудс [1, 4—6] наблюдал весьма тонкослойную микроструктуру в сезонном термоклине Средиземного моря методом подводного кинематографирования подкрашенных слоев. Насмит [12] регистрировал микроструктуру в верхнем слое океана датчиками на буксируемой за судном циклически ныряющей гондоле. Поскольку при опускании ТСГ-зонда на кабеле с борта судна из-за его качки возникают некоторые искажения регистраций микроструктуры, Вудс [11, 15—16] и Кокс, Нагата и Осборн [7, 8] применили для наблюдений микроструктуры *свободно падающие* малоинерционные ТГ-зонды. На рис. 3.4.2 показаны профили вертикального градиента температуры  $\partial T / \partial z$  на глубинах 400—600 м в 40 км к западу от Сан-Диего, полученные зондами со скоростью падения приблизительно 30—50 см/с и постоянной времени  $\sim 0,1 \text{ с}$ . На рис. 3.4.3 приведен пространственный спектр  $\partial T / \partial z$ , построенный по записям зонда [8] со скоростью падения 3—20 см/с и постоянной времени  $\sim 0,02 \text{ с}$ ; хорошо видно здесь спадание спектра при  $l > 10^{-1} \text{ цикл/см}$  показывает, что этот зонд регистрирует практически всю тонкую структуру температурного профиля.



Накапливающиеся данные показывают, что двойная диффузия тепла и соли не всегда может быть ответственной за образование ступенчатой микроструктуры (и, возможно, играет важную роль лишь в некоторых случаях). Так, Симпсон и Вудс [15] зарегистрировали ступенчатую микроструктуру на профилях температуры в пресноводном озере Лох-Несс (рис. 3.4.4), где механизм двойной диффузии действовать не может. В пятом рейсе судна АН СССР «Дмитрий Менделеев» в Тихом океане ступенчатая микроструктура была обнаружена в ряде случаев с устойчивой стратификацией и по температуре, и по солености, в которых этот механизм также недействителен. Можно предположить, что в слоях с вертикальными

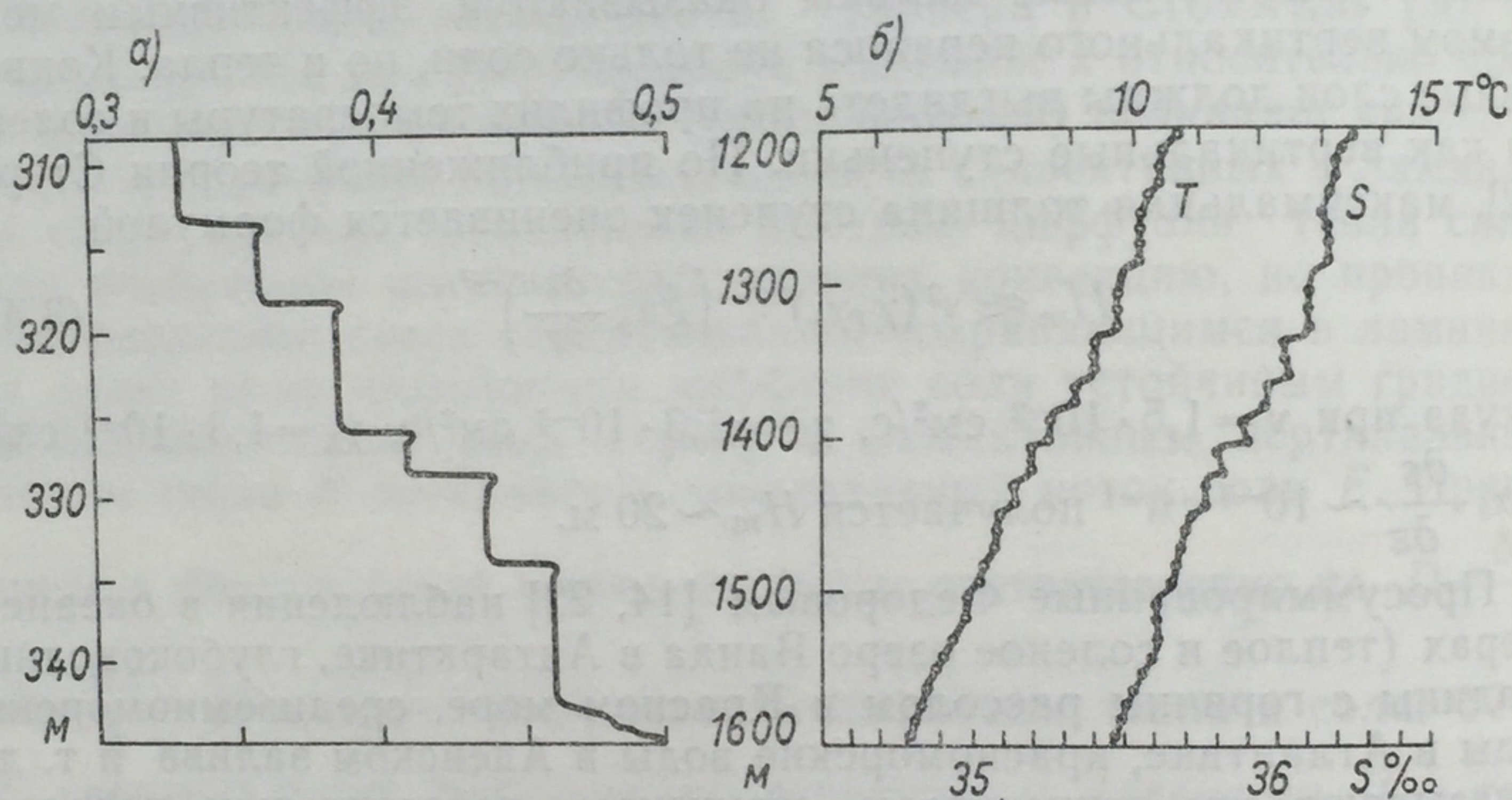


Рис. 3.4.1. Примеры ступенчатой термохалинной структуры в слое температурной инверсии атлантического происхождения в Арктическом бассейне под ледяным островом Т-3 (а) (по Деннеру, Нилу и Нешиба [44]) и в слое, благоприятном для возникновения «солевых пальцев», где и температура, и соленость падают с глубиной (б) (по Ценку [13]).

градиентами температуры и скорости течения микроструктура образуется благодаря различию в коэффициентах молекулярной диффузии тепла и количества движения (коэффициент диффузии количества движения, т. е. коэффициент вязкости, в воде в 7 раз больше, чем коэффициент диффузии тепла), но эта гипотеза теоретически еще не прорабатывалась.

Третьей, и, пожалуй, наиболее простой гипотезой о происхождении ступенчатой микроструктуры является «боковая конвекция», т. е. процесс выравнивания горизонтальных различий между соседними, по-разному стратифицированными водными столбами путем квазигоризонтальных перемещений отдельных слоев или линз воды (из-за независимого меандрирования течений в разных слоях, например, в результате бароклинной неустойчивости течений или нарушений их геострофического равновесия в верхних слоях океана перемещающимися ветровыми напряжениями на поверхности воды, или же из-за соскальзывания более тяжелых, чем соседние по го-



ризонтالي, слоев по наклонным изопикническим, или, скорее, изо-энтропическим поверхностям с формированием более устойчивой стратификации, чем в исходных водных столбах).

Представление о боковой конвекции было выдвинуто Стоммелом и Федоровым [2], предлагавшими объяснять происхождение

температурной инверсии толщиной 10 м под 120-метровым верхним перемешанным слоем в Тиморском море соскальзыванием осолоненных испарением теплых вод с австралийского шельфа на расстояния по горизонтали в сотни миль. Сходное объяснение для слоев арктических вод в Северной Атлантике предлагал Купер [3]. Идею боковой конвекции Федоров [18] применил для объяснения формирования инверсий температуры на глубине 40—50 м в Атлантике на станциях «Кроуфорда» № 308 и «Атлантика» № 5806, а также для объяснения происхождения тонких прослоек пониженной солености на глубине 75 м в Северном Пассатном течении в Атлантике на станциях НИС «Академик Курчатов» № 561 и 567 [19]

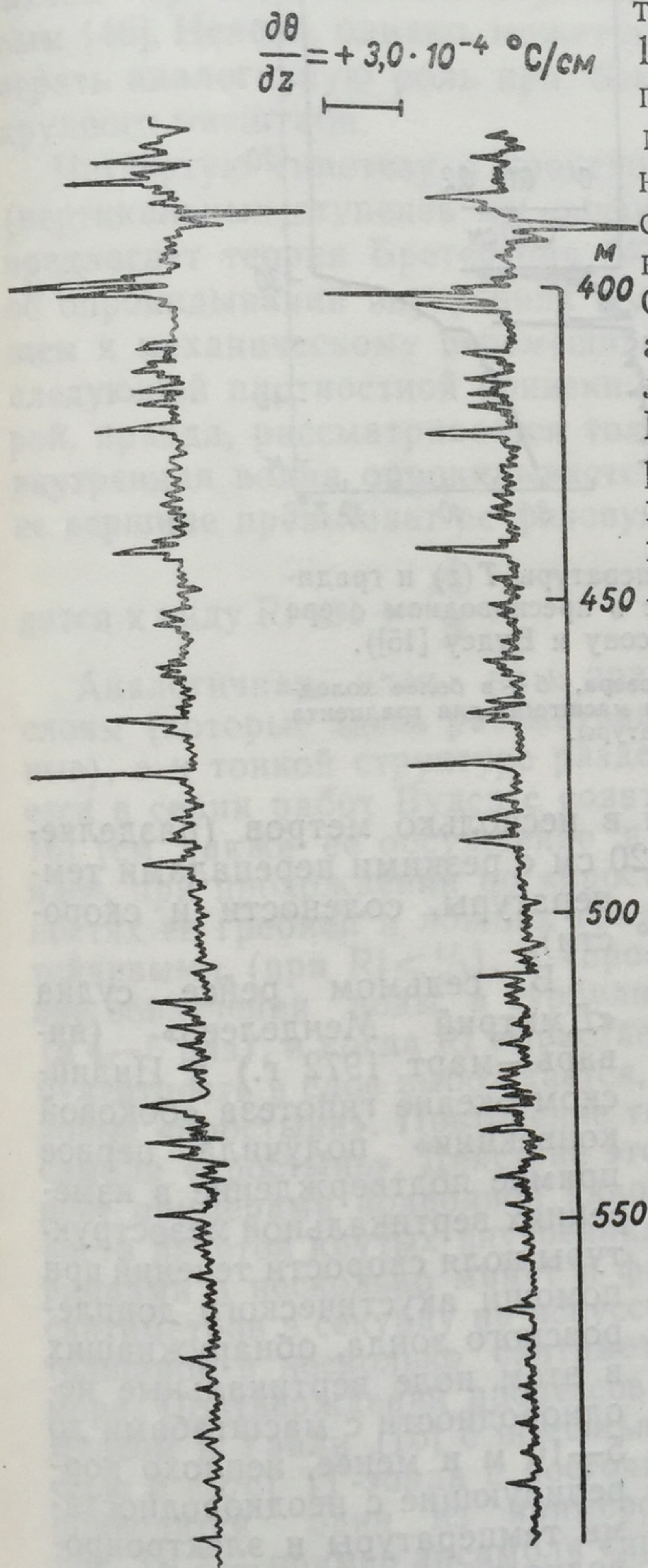


Рис. 3.4.2. Профили  $dT/dz$  во впадине Сан-Диего, записанные 20 февраля 1968 г. двумя ТГ-зондами на расстоянии 50 м друг от друга (по Осборну и Коксу [8]).

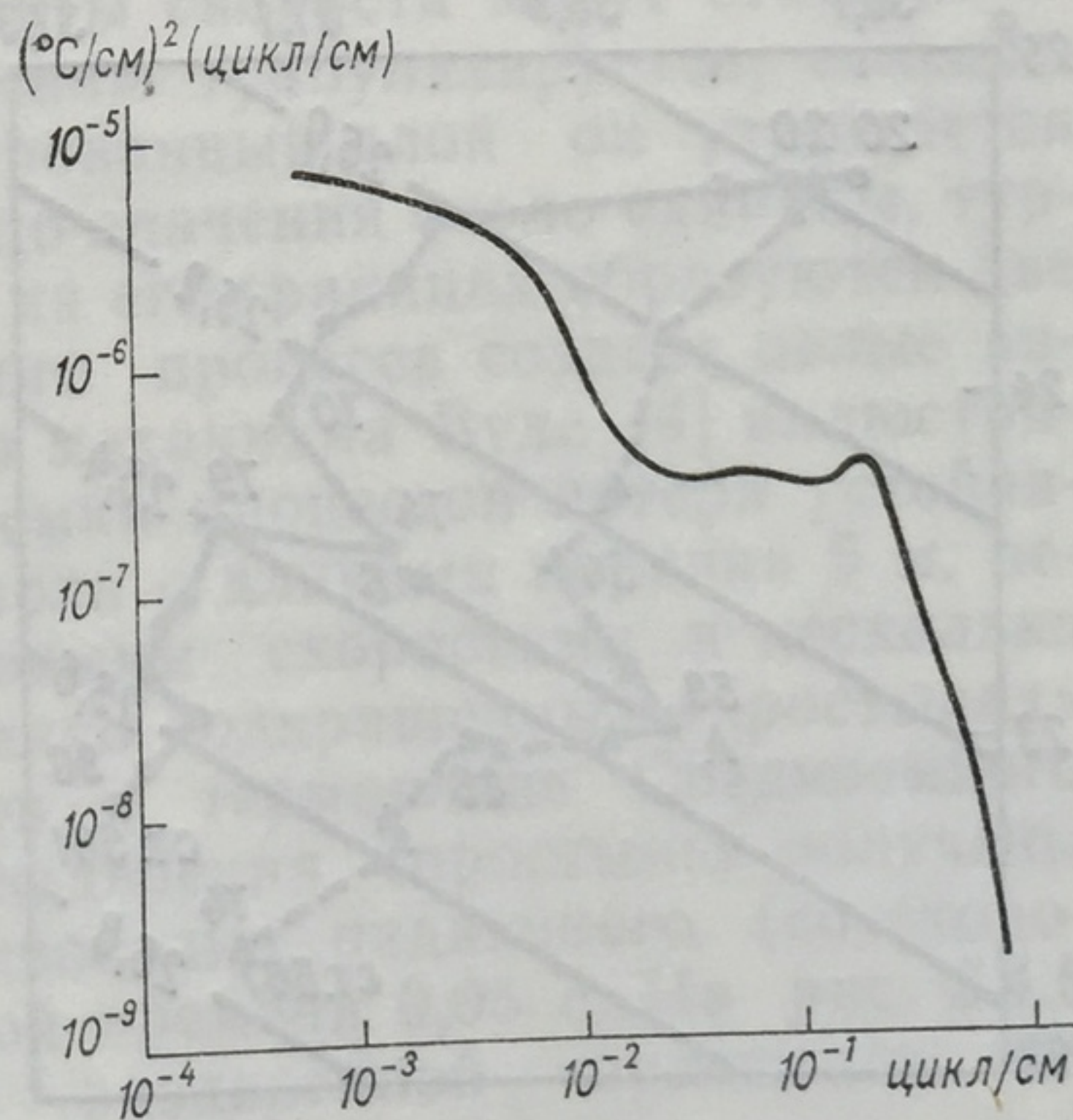


Рис. 3.4.3. Пространственный спектр вертикального градиента температуры  $dT/dz$  (по Осборну и Коксу [8]). Измерения во впадине Сан-Диего 18 августа 1968 г.



(рис. 3.4.5). Вудс и Уайли [16] предлагают объяснять боковой конвекцией гравитационной или динамической природы образование

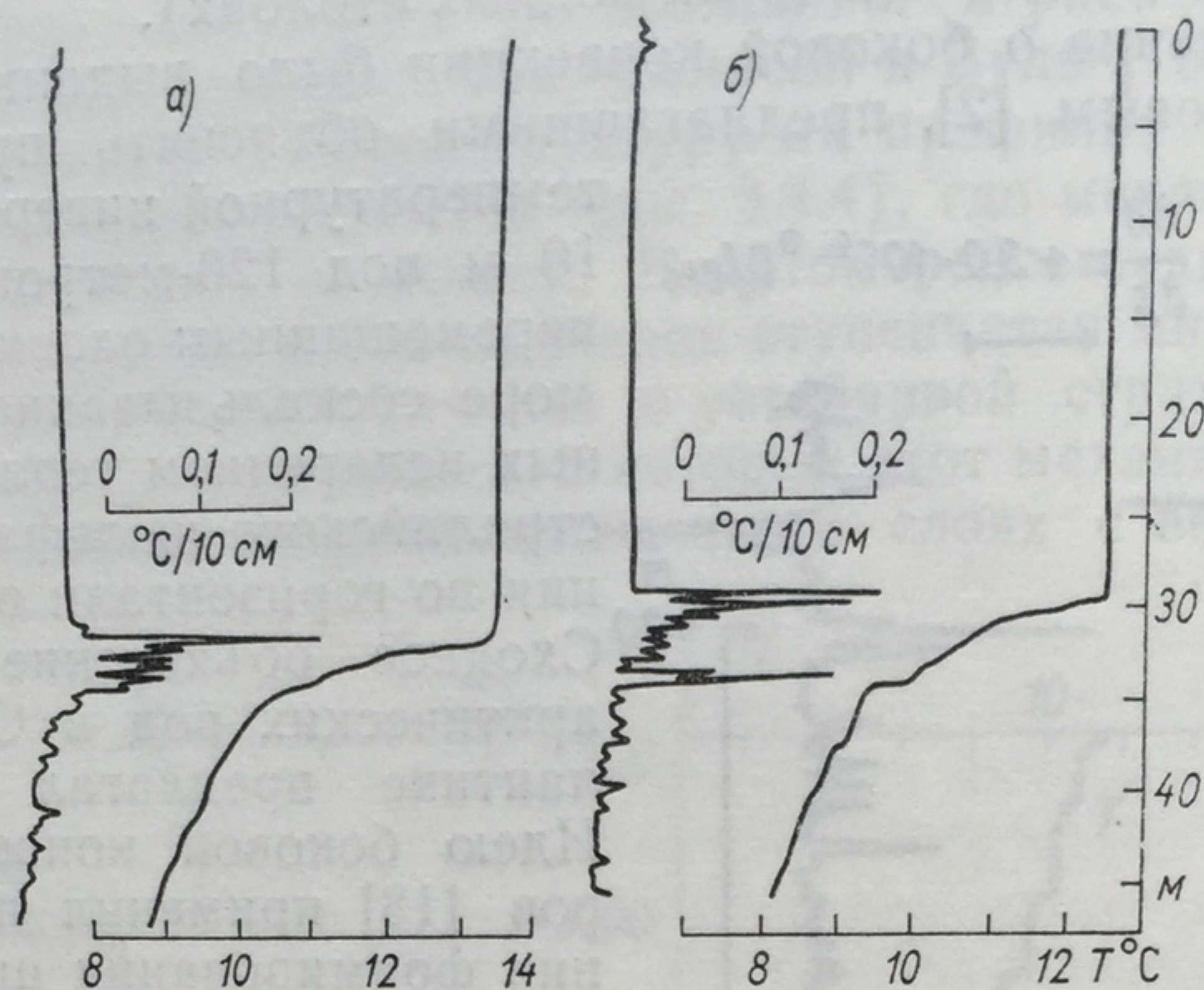


Рис. 3.4.4. Профили температуры  $T(z)$  и градиента температуры  $dT/dz$  в пресноводном озере Лох-Несс (по Симпсону и Вудсу [15]).

$a$  — в теплой южной зоне озера,  $b$  — в более холодной северной зоне. Указаны масштабы для градиента температуры.

квазиоднородных слоев толщиной в несколько метров (разделяемых «простынями» толщиной 10—20 см с резкими перепадами температуры, солености и скорости).

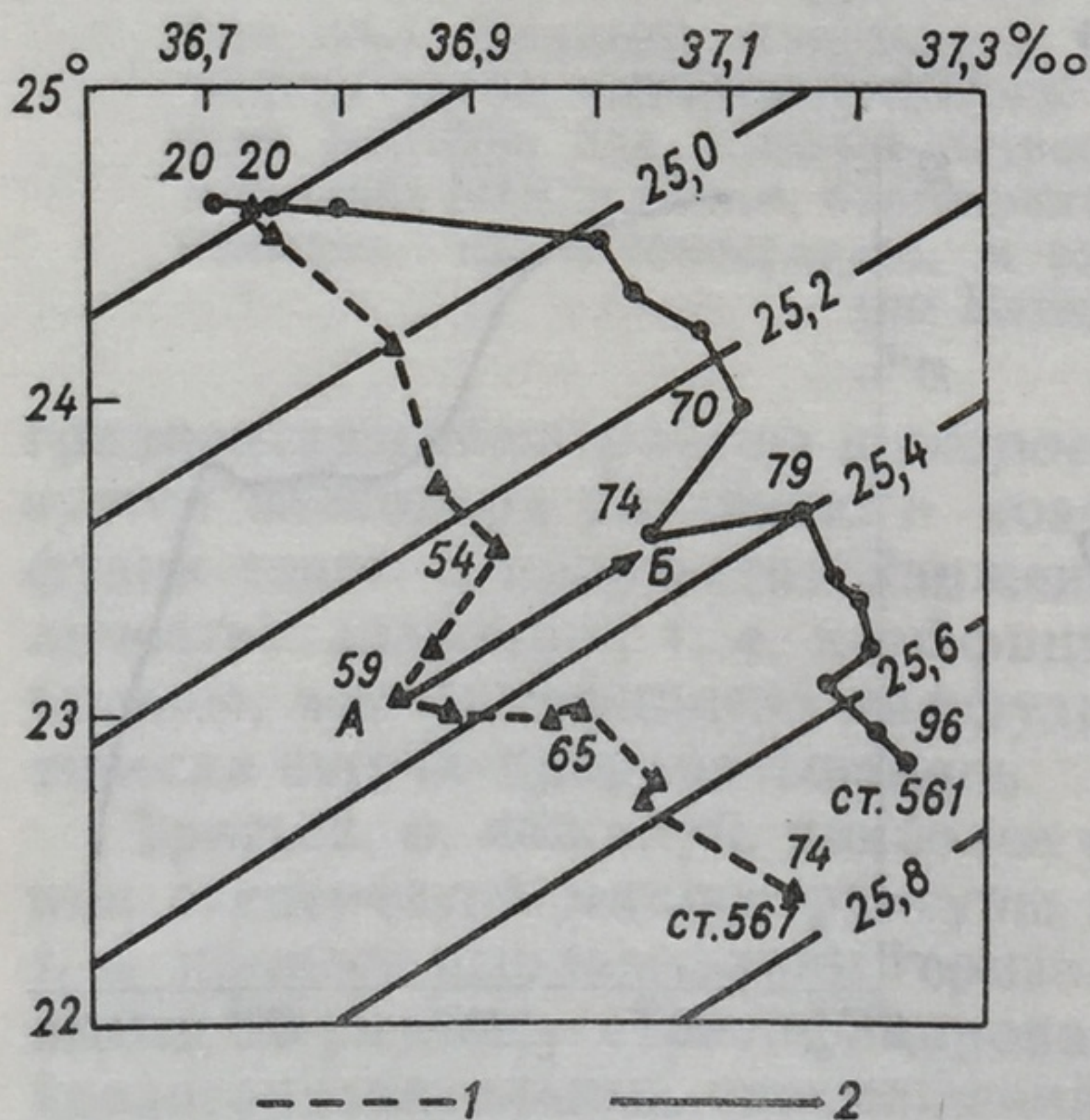


Рис. 3.4.5.  $T, S$ -кривые на станциях «Академика Курчатова» № 567 (1) и 561 (2) со слоями пониженной солености  $A$  и  $B$  на одной и той же изопикне (по Федорову [19]).

В седьмом рейсе судна «Дмитрий Менделеев» (январь—март 1972 г.) в Индийском океане гипотеза «боковой конвекции» получила первое прямое подтверждение в измерениях вертикальной мезоструктуры поля скорости течений при помощи акустического доплеровского зонда, обнаруживших в этом поле вертикальные неоднородности с масштабами до 5—10 м и менее, неплохо коррелирующие с неоднородностями температуры и электропроводности воды, так что разные квазиоднородные слои, по-видимому, действительно, движутся с разными и по величине, и по направлению гори-



зонтальными скоростями. Теория такого независимого движения разных слоев еще ждет своего развития.

Боковая конвекция, порождаемая двойной диффузией тепла и соли, была обнаружена в лабораторных экспериментах малого масштаба Торпом, Хаттом и Соулсби [45], а также Губиным и Хазиевым [46]. Неясно, однако, может ли двойная диффузия тепла и соли играть аналогичную роль при боковом обмене значительно более крупного масштаба.

Четвертую гипотезу о происхождении квазиоднородных слоев (вертикальных ступенек на профилях температуры и солености) предлагает теория Бретертона [47] и Орланского и Брайена [48] об опрокидывании внутренних волн конечной амплитуды, приводящем к механическому перемешиванию некоторого слоя воды и последующей плотностной конвекции в нем. По работе [48] (в которой, правда, рассматривается только термическая стратификация), внутренняя волна опрокидывается, когда орбитальная скорость на ее вершине превышает ее фазовую скорость; этот критерий приво-

$$\text{дится к виду } Ri \ll 1 + \frac{k_x^2}{l^2}.$$

Аналогичная идея, но в применении не к квазиоднородным слоям (которые здесь рассматриваются как заданные и ламинарные), а к тонкой структуре разделяющих их «простынь», развивается в серии работ Вудса с соавторами [1, 4—6, 9—11 и особенно 16] (см. также ее обсуждение в статье Федорова [24]). По этой идее, при прохождении по «простыне» внутренней волны в окрестностях ее гребней и ложбин градиенты скорости могут стать неустойчивыми (при  $Ri < 1/4$ ), и «простыня» турбулизируется; вследствие вовлечения воды в турбулизованный слой он утолщается (в 4—5 раз), и когда  $Ri$  вырастает до значения около единицы, турбулентность в слое вырождается, а на его границах образуются две новые «простыни». Повторение такого процесса создает целые ансамбли «простынь». Действие этого механизма Вудс [4] иллюстрирует примерами подводной киносъемки процессов потери устойчивости пакетов крутых внутренних волн с длинами порядка 5 м, периодами в несколько минут и фазовыми скоростями в несколько сантиметров в секунду на искусственно подкрашенных «простынях» толщиной в несколько сантиметров в термоклине Средиземного моря. Подтверждения процессов раздвоения «простынь» получены Вудсом и Уайли [16] с помощью свободно падающего (со скоростью 5 см/с) ТГ-зонда с постоянной времени 0,06 с. На рис. 3.4.6 приводится один из примеров раздвоенной «простыни», на рис. 3.4.7 — пример ансамбля «простынь».

Метеорологи уже давно подозревали, что в устойчиво стратифицированной среде турбулентность может развиваться лишь в форме отдельных слоев или «блинов», создающих ступеньки на профилях температуры (см. [49]). Представления, аналогичные идеям Вудса, в применении к «турбулентности ясного неба» развиты Ладлемом



[50] и подтверждаются рядом измерений (прежде всего радарных), просуммированных в [16] и в статье Филлипса [51].

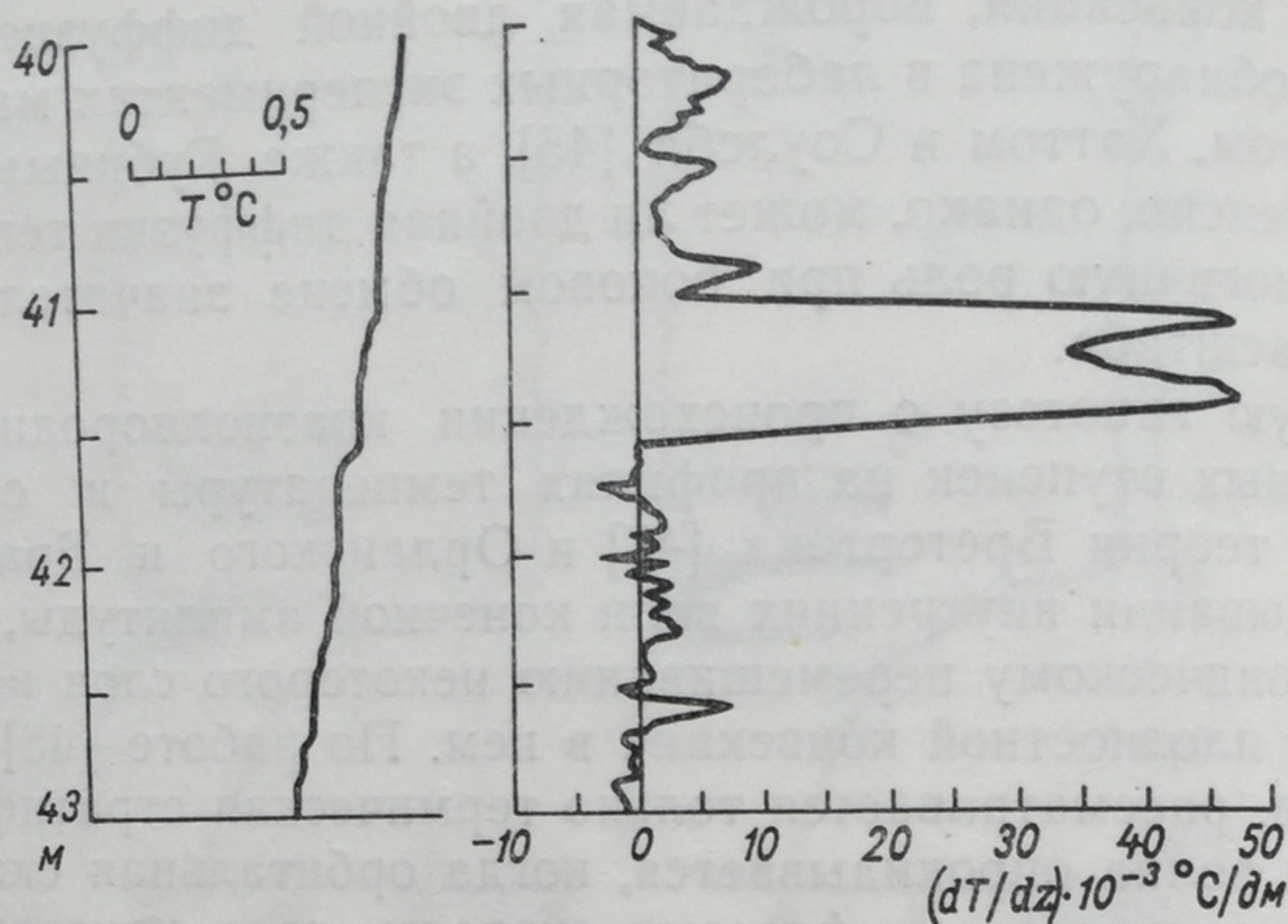


Рис. 3.4.6. Пример раздвоенной «простыни» (по Вудсу и Уайли [16]).

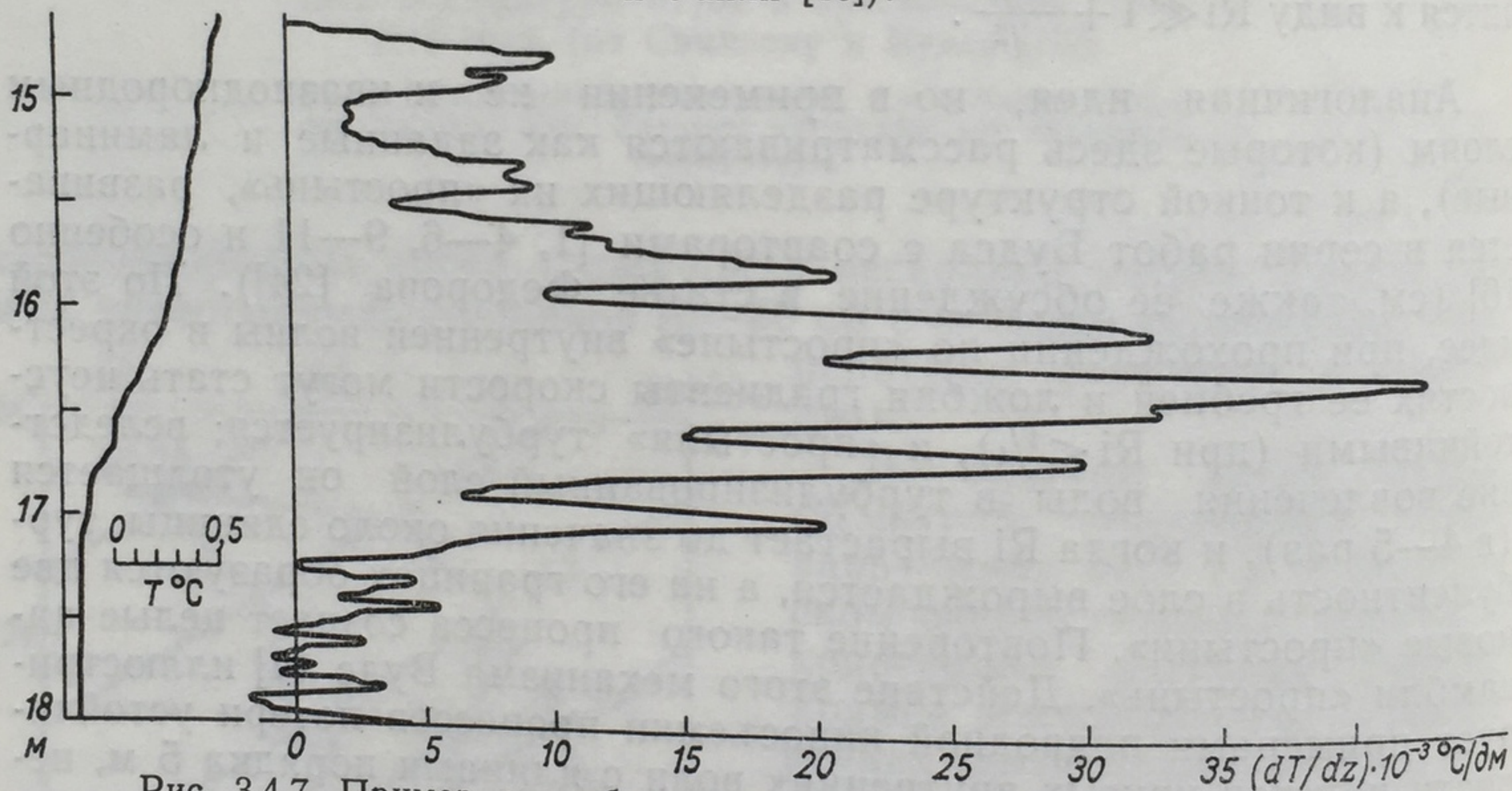


Рис. 3.4.7. Пример ансамбля «простынь» (по Вудсу и Уайли [16]).

Если в отсутствие внутренних волн вертикальный профиль температуры (или другой гидродинамической характеристики) на определенной станции в океане описывается в некотором слое около фиксированной глубины  $z_1$  функцией  $T(z) = \Gamma \cdot (z - z_1) + \vartheta(z)$ , где  $\Gamma$  — средний вертикальный градиент температуры, а  $\vartheta(z)$  описывает микроструктуру (при наличии турбулентности  $\vartheta$  и  $T$  могут зависеть также от времени  $t$ ), то при появлении внутренних волн, характеризуемых в рассматриваемом слое вертикальными смещениями  $\zeta(t)$ , датчик на глубине  $z_1$  будет регистрировать флуктуации  $\theta(t) = T[z_1 - \zeta(t)] = \Gamma\zeta(t) + \vartheta[z_1 - \zeta(t)]$ , зависящие как от внутренних волн, так и от микроструктуры. Аппроксимируя флуктуации  $\theta(t)$  последовательностью случайных некоррелированных скачков  $\delta\theta$ , Филлипс [51] получил для них спектр

$$E(\omega) = \frac{\nu \overline{(\delta\theta)^2}}{2\pi} \omega^{-2} \quad (3.4.2)$$



(где  $\nu$  — средняя частота скачков) на интервале частот  $\tau^{-1} \ll \omega \ll \tau_s^{-1}$  ( $\tau_l$  — средний интервал между скачками,  $\tau_s$  — средняя ширина скачков). Спектр мелко-масштабной турбулентности, грубо говоря, просто прибавляется к (3.4.2). Рейд [52] подтвердил (3.4.2) в частном случае двухслойной модели с гауссовскими смещениями  $\zeta(t)$ . Более детальный общий расчет провели Гарретт и Манк [53], рассматривавшие  $\zeta(t)$  и  $\vartheta(z)$  как стационарные случайные процессы [ $\zeta(t)$  — гауссовский] с корреляционными функциями  $B_{\zeta\zeta}(\tau)$  и  $B_{\vartheta\vartheta}(\zeta)$  и считавшие  $\zeta(t)$  и  $\vartheta[z - \zeta(t)]$  некоррелированными, так что корреляционная функция флуктуаций  $\theta(t)$  имела вид  $\Gamma^2 B_{\zeta\zeta}(\tau) + \langle B_{\vartheta\vartheta}(\zeta_1 - \zeta_2) \rangle$ , где угловые скобки означают осреднение по распределению вероятностей для  $\zeta_1 = \zeta(t)$  и  $\zeta_2 = \zeta(t + \tau)$ . Расчет производился в предположении, что типичный масштаб микроструктуры мал по сравнению с типичной высотой  $z$  внутренних волн. Для вклада микроструктуры в спектр флуктуаций  $\theta(t)$  получилась формула

$$E(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{sz}{\omega^2} \int_0^\infty e^{-x} F\left(\frac{\omega}{sz \sqrt{2x}}\right) dx, \quad (3.4.3)$$

где  $F(k)$  — спектр градиента микроструктуры  $\frac{\partial \vartheta}{\partial z}$ , а  $s$  — некоторая типичная частота внутренних волн ( $s^{-1}$  — их тейлоров масштаб времени). Отсюда, например, при постоянном в интервале  $k_l \leq k \leq k_s$  и равном нулю вне его спектра  $F(k)$  получается формула Филлипса, причем на высоких частотах вклад микроструктуры в спектр  $\theta(t)$  оказывается больше вклада внутренних волн. Когерентность между флуктуациями  $\theta(t)$  на двух уровнях даже в случае полной когерентности внутренних волн оказывается затухающей с расстоянием и частотой (постоянной на расстоянии, обратно пропорциональном частоте).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Woods J. D., Fosberry G. G. Structure of the thermocline.—„Rep. Underwater Ass.“, 1967, vol. 2, p. 5—18.
2. Stommel H., Fedorov K. N. Small scale structure in temperature and salinity near Timor and Mindanao.—„Tellus“, 1967, vol. 19, No. 2, p. 306—325.
3. Cooper L. H. N. The physical oceanography of the Celtic Sea.—In: „Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.“, London, 1967, vol. 5, p. 99—110.
4. Woods J. D. Wave-induced instability in the summer thermocline.—„J. Fluid Mech.“, 1968, vol. 32, pt. 4, p. 791—800.
5. Woods J. D. An investigation of some physical processes associated with the vertical flow of heat through the upper ocean.—„Met. Mag.“, 1968, vol. 97, No. 1, p. 65—72.
6. Woods J. D. Diurnal behaviour of the summer thermocline off Malta.—„Deutsche Hydr. Zeit.“, 1969, Jg. 22, H. 3, p. 106—108.
7. Cox C., Nagata Y., Osborn T. Oceanic fine structure and internal waves.—In: „Bull. Japan Soc. Fish. Oceanogr.“, Prof. Uda's commemor. Pap., 1969, p. 67—72.
8. Osborn T., Cox C. Oceanic fine structure.—„Geophys. Fl. Dyn.“, 1972, vol. 3, No. 4, p. 321—345.
9. Woods J. D. On Richardson's number as a criterion for laminar-turbulent-laminar transition in the ocean and atmosphere.—„Radio Sci.“, 1969, vol. 4, p. 1289—1298.
10. Woods J. D. Fossil turbulence.—„Radio Sci.“, 1969, vol. 4, p. 1365—1367.
11. Woods J. D. On designing a probe to measure ocean microstructure.—„Underwater Sci. and Technology“, 1969, vol. 1, p. 6—12.
12. Nasmyth P. W. Some observations on turbulence in the upper layers of the ocean.—In: „Rapports et proces-verbaux des reunions“, 1972, vol. 162, p. 19—24.



13. Zenk W. On the temperature and salinity structure of the Mediterranean water in the North-east Atlantic.—„Deep-Sea Res.“, 1970, vol. 17, No. 3, p. 627—632.
14. Федоров К. Н. О ступенчатой структуре температурных инверсий в океане.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 11, с. 1178—1188.
15. Simpson J. H., Woods J. D. Temperature microstructure in freshwater thermocline.—„Nature“, 1970, vol. 226, No. 5248, p. 832—833.
16. Woods J. D., Wiley R. L. Billow turbulence and ocean microstructure.—„Deep-Sea Res.“, 1972, vol. 19, No. 2, p. 87—122.
17. Федоров К. Н. Случай конвекции с образованием инверсии температуры в связи с локальной неустойчивостью в океаническом термоклине.—«ДАН СССР», 1971, т. 198, № 4, с. 822—826.
18. Федоров К. Н. К вопросу о происхождении тонких температурных инверсий под верхним однородным слоем в океане.—«Океанология», 1971, т. 11, вып. 1, с. 16—22.
19. Федоров К. Н. Новое свидетельство существования боковой конвекции в океане.—«Океанология», 1971, т. 11, вып. 6, с. 994—998.
20. Бреховских Л. М., Федоров К. Н. Полигон-70, эксперимент в океане.—«Земля и Вселенная», 1971, № 3, с. 6—17.
21. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в тропической Атлантике.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 511—528. Авт.: Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францевич, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
22. Полигонный гидрофизический эксперимент в тропической зоне Атлантики.—«ДАН СССР», 1971, т. 198, № 6, с. 1434—1439. Авт.: Л. М. Бреховских, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
23. Федоров К. Н. Термохалинная конвекция в виде солевых пальцев и ее возможные проявления в океане.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 2, с. 214—230.
24. Федоров К. Н. Внутренние волны и вертикальная термохалинная микроструктура океана.—В сб.: Тезисы советско-французского симпозиума по внутренним волнам в океане. Новосибирск, 1971, с. 90—118.
25. Stommel H., Arons A. B., Blanchard D. An oceanographic curiosity: the perpetual salt fountain.—„Deep-Sea Res.“, 1956, vol. 3, No. 2, p. 152—153.
26. Стоммел Г. Примеры перемешивания и самовозбуждающейся конвекции на  $TS$ -диаграмме.—«Океанология», 1962, т. 2, вып. 2, с. 206—209.
27. Groves G. M. Flow estimate for the perpetual salt fountain.—„Deep-Sea Res.“, 1959, vol. 5, No. 3, p. 209—214.
28. Stern M. E. The „salt fountain“ and thermohaline convection.—„Tellus“, 1960, vol. 12, No. 2, p. 172—175.
29. Walin G. Note on stability of water stratified by both salt and heat.—„Tellus“, 1964, vol. 16, No. 3, p. 389—393.
30. Veronis G. On finite amplitude instability in thermohaline convection.—„J. Marine Res.“, 1965, vol. 25, No. 1, p. 1—17.
31. Stern M. E.  $T$ - $S$  gradients in the micro-scale.—„Deep-Sea Res.“, 1968, vol. 15, No. 3, p. 245—250.
32. Stern M. E. Collective instability of salt fingers.—„J. Fluid Mech.“, 1969, vol. 35, pt. 2, p. 209—218.
33. Stern M. E. Salt fingers convection and the energetics of the general circulation.—„Deep-Sea Res.“, 1969, suppl. vol. 16, p. 263—268.
34. Phillips O. M. On flows induced by diffusion in stably stratified fluid.—„Deep-Sea Res.“, 1970, vol. 17, No. 3, p. 435—444.
35. Turner J. S., Stommel H. A new case of convection in the presence of combined salinity and temperature gradients.—„Proc. US Nat. Ac. Sci.“, 1964, vol. 52, p. 49—53.
36. Turner J. S. The coupled turbulent transport of salt and heat across a sharp density interface.—„Int. J. Heat Mass Transfer“, 1969, vol. 8, No. 5, p. 759—767.



37. Turner J. S. Salt fingers across a density interface.—„Deep-Sea Res.“, 1967, vol. 14, No. 5, p. 599—612.
38. Turner J. S., Kraus E. B. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. I. A laboratory experiment and its interpretation.—„Tellus“, 1967, vol. 19, No. 1, p. 88—97.
39. Turner J. S. The behaviour of a stable salinity gradient heated from below.—„J. Fluid Mech.“, 1968, vol. 33, pt. 1, p. 183—200.
40. Stern M. E., Turner J. S. Salt fingers and convecting layers.—„Deep-Sea Res.“, 1969, vol. 16, No. 5, p. 497—512.
41. Baines P. G., Turner J. S. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region.—„J. Fluid Mech.“, 1969, vol. 37, pt. 1, p. 51—80.
42. Stern M. E. Optical measurements of salt fingers.—„Tellus“, 1970, vol. 22, No. 1, p. 76—81.
43. Shirtcliffe T. G., Turner J. S. Observations of the cell structure of salt fingers.—„J. Fluid Mech.“, 1970, vol. 41, pt. 4, p. 707—720.
44. Denner W. W., Neal V. T. and Neshyba S. T. Modification of the expendable BT for thermal microstructure studies.—„Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 3, p. 375—378.
45. Thorpe S. A., Hutt P. K., Soulsby R. The effect of horizontal gradients on thermohaline convection.—„J. Fluid Mech.“, 1969, vol. 38, pt. 2, p. 375—400.
46. Губин В. Е., Хазиев Н. Н. О термоконцентрационной конвекции.— «Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа», 1970, № 3, с. 166—169.
47. Bretherton F. R. Momentum transport by gravity waves.—„Q. J. Roy. Met. Soc.“, 1969, vol. 95, No. 404, p. 213—243.
48. Orlansky I., Bryan K. Formation of thermocline step structure by large amplitude gravity waves.—„J. Geophys. Res.“, 1969, vol. 74, No. 28, p. 6975—6983.
49. Монин А. С. О влиянии температурной стратификации среды на турбулентность.— В сб.: Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн. М., «Наука», 1967, с. 113—120.
50. Ludlam F. H. Characteristics of billow clouds and their relation to clear-air turbulence.—„Q. J. Roy. Met. Soc.“, 1967, vol. 93, No. 398, p. 419—435.
51. Phillips O. M. On spectra measured in an undulating layered medium.—„J. Phys. Oceanogr.“, 1971, vol. 1, No. 1, p. 1—6.
52. Reid R. O. A special case of Phillips general theory of sampling statistics for a layered medium.—„J. Phys. Oceanogr.“, 1971, vol. 1, No. 1, p. 61—62.
53. Garrett C., Munk W. Internal wave spectra in the presence of fine-structure.—„J. Phys. Oceanogr.“, 1971, vol. 1, No. 3, p. 196—202.



# 4

## ГЛАВА

### МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

#### 4.1. Классификация свободных малых колебаний в океане

В предыдущей главе мы уже рассмотрели некоторые из свободных малых колебаний в океане, а именно: короткие и короткопериодные поверхностные и внутренние волны. Теперь мы дадим общую классификацию свободных малых колебаний в океане постоянной глубины  $H$ , не налагая каких-либо ограничений на длины и периоды возможных волн. При этом для аккуратного описания очень длинных и длиннопериодных волн необходимо учитывать глобальную сферическую кривизну поверхности океана и суточное вращение Земли. В сферических координатах на вращающейся Земле уравнения движения воды, линеаризованные относительно состояния покоя, в пренебрежении силами вязкости имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \sin \varphi - 2\Omega w \cos \varphi &= -\frac{1}{a\rho_0 \cos \varphi} \frac{\partial p'}{\partial \lambda}; \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \sin \varphi &= -\frac{1}{a\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial \varphi}; \\ \frac{\partial w}{\partial t} + 2\Omega u \cos \varphi &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\rho'}{\rho_0},\end{aligned}\quad (4.1.1)$$

где  $\lambda, \varphi$  — долгота и широта ( $0 \leq \lambda < 2\pi$ ,  $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ ); ось  $z$  направлена вниз (система координат левая);  $a$  — радиус Земли; остальные обозначения такие же, как в § 3.2 [в пренебрежении вращением Земли  $\Omega \rightarrow 0$  и ее сферической кривизной  $a \cos \varphi d\lambda \rightarrow dx$ ,  $a d\varphi \rightarrow dy$  эти уравнения превращаются в первое из уравнений (3.2.5)].

Линеаризованное уравнение неразрывности в сферических координатах имеет вид

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = -\rho_0 \left( \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial w}{\partial z} \right). \quad (4.1.2)$$



Выражение в скобках в правой части есть  $\text{div } \mathbf{u}$ , так что в пренебрежении левой частью, отфильтровывающем из решений уравнений динамики акустические волны, уравнение неразрывности превращается во второе уравнение (3.2.5); здесь мы для полноты картины сохраняем и акустические волны.

Линеаризированное уравнение сохранения энтропии (при сохранении солености) имеет такой же вид, как в (3.2.5), т. е.

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + g\rho_0 w = c_0^2 \left( \frac{\partial p'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} \right). \quad (4.1.3)$$

Уравнения (4.1.1) — (4.1.3) надлежит решать относительно функций  $u, v, w, p'$  и  $\rho'$  при таких же краевых условиях, что и для уравнений (3.2.5), т. е.

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + g\rho_0 w = 0 \quad \text{при } z=0; \quad w=0 \quad \text{при } z=H. \quad (4.1.4)$$

Введем обобщающий (3.2.6) энергетический интеграл

$$E = \frac{1}{2} \rho_s g \zeta^2 + \int_0^H \left[ \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{1}{2} \left( \frac{p'}{\rho_0 c_0} \right)^2 + \frac{g^2}{2} \left( \frac{p' - c_0^2 \rho'}{\rho_0 c_0^2 N} \right)^2 \right] \rho_0 dz, \quad (4.1.5)$$

где, как и выше,  $\zeta = -\frac{p'}{g\rho_0}$  — вертикальные смещения поверхности океана; главное отличие этого выражения от (3.2.6) заключается в добавлении под знаком интеграла слагаемого  $\frac{\rho_0}{2} \left( \frac{p'}{\rho_0 c_0} \right)^2$ , описывающего так называемую упругую энергию, связанную с флуктуациями давления в акустических волнах (см. [1]). Согласно уравнениям (4.1.1) — (4.1.4), проинтегрированная по поверхности сферы величина  $\bar{E}$  не меняется со временем, что обеспечивает вещественность частот  $\omega$  всех элементарных волн, описываемых этими уравнениями (напомним, что океан предполагается устойчиво стратифицированным и  $N^2 > 0$ ).

Уравнения (4.1.1) — (4.1.5) имеют элементарные волновые решения, зависящие от долготы и времени по закону  $e^{i(m\lambda - \omega t)}$  ( $m$  — любые целые числа, а  $\omega$  — вещественные частоты, подлежащие дальнейшему определению). Однако решений с разделяющимися независимыми переменными  $\varphi$  и  $z$ , т. е. таких, в которых комплексные амплитуды элементарных волн для полей  $u, v, w, p'$  и  $\rho'$  представимы в виде произведений функций от  $\varphi$  и функций от  $z$ , указанные уравнения не имеют, что создает серьезные трудности для исследования волновых решений. Поэтому стало традиционным пренебрегать в уравнениях движения (4.1.1) горизонтальной проекцией вектора угловой скорости вращения Земли, т. е. слагаемыми с множителем  $\Omega \cos \varphi$  в левых частях первого и третьего из этих уравнений [энергетический интеграл (4.1.5) от этого не меняется]. Это приближение вполне оправданно, с одной стороны, для всех короткопериод-



ных колебаний, для которых эффекты вращения Земли вообще не-  
существенны, и, с другой стороны, для крупномасштабных движе-  
ний, которые оказываются квазистатическими и квазигоризонталь-  
ными. Но для внутренних волн с  $\omega \sim 2\Omega \sin \varphi$  это «традиционное  
приближение» представляется сомнительным; Манк и Филлипс [2]  
показали, что его погрешность растет с увеличением номера мод  
внутренних волн. Тем не менее здесь мы ограничимся использова-  
нием «традиционного приближения», в котором переменные  $\varphi$  и  $z$   
разделяются. Итак, ищем решение задачи в виде:

$$\begin{aligned}(u, v) &= \frac{1}{\rho_0(z)} P(z) [U(\varphi), V(\varphi)] \exp i(m\lambda - \omega t); \\ \omega &= i\omega W(z) \Pi(\varphi) \exp i(m\lambda - \omega t); \\ p' &= P(z) \pi(\varphi) \exp i(m\lambda - \omega t); \\ \rho' &= \left[ \frac{1}{c^2(z)} P(z) + \rho_0(z) N^2(z) W(z) \right] \Pi(\varphi) \exp i(m\lambda - \omega t).\end{aligned}\quad (4.1.6)$$

Для простоты знак  $\text{Re}$  (действительная часть комплексного числа)  
перед правыми частями формул (4.1.6) опущен.

Подставляя (4.1.6) в уравнения (4.1.1) — (4.1.3), получим для  
 $U, V, \Pi$  так называемые *приливные уравнения Лапласа*\*:

$$\begin{aligned}-i\omega U - 2\Omega V \sin \varphi &= -\frac{im\Pi}{a \cos \varphi}; \quad -i\omega V + 2\Omega U \sin \varphi = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi}; \\ -i\omega \varepsilon \Pi + \left( \frac{1}{a \cos \varphi} \right) \left[ imU + \frac{\partial}{\partial \varphi} (V \cos \varphi) \right] &= 0,\end{aligned}\quad (4.1.7)$$

а для  $P, W$  — систему

$$\begin{aligned}\frac{dW}{dz} + \frac{g}{c_0^2} W + \left( \varepsilon - \frac{1}{c_0^2} \right) \frac{1}{\rho_0} P &= 0, \\ \frac{dP}{dz} - \frac{g}{c_0^2} P + (\omega^2 - N^2) \rho_0 W &= 0,\end{aligned}\quad (4.1.8)$$

где  $\varepsilon$  — постоянная разделения переменных с размерностью обрат-  
ного квадрата скорости.

Мы рассматриваем волны в безбрежном океане, поэтому крае-  
выми условиями для системы (4.1.7) служат условия ограниченно-  
сти функций  $U, V, \Pi$ . Краевые условия для системы (4.1.8) получа-  
ются непосредственно из (4.1.4).

Уравнения (4.1.7), не содержащие никаких параметров верти-  
кальной стратификации океана, описывают горизонтальную струк-  
туру свободных колебаний. Они имеют ненулевые решения лишь  
при некоторых специальных значениях  $\omega$ , образующих дискретное  
множество и оказывающихся функциями от параметра  $\varepsilon$  (который  
имеет вещественные значения, см. [1]); в плоскости  $(\omega, \varepsilon)$  им отве-  
чают некоторые семейства кривых, называемых собственными кри-

\* Это название будет объяснено в § 4.3.



выми уравнений (4.1.7). Уравнения (4.1.8) с соответствующими краевыми условиями, не зависящие от кривизны и вращения Земли и содержащие в своих коэффициентах функции  $\rho_0(z)$ ,  $c_0(z)$  и  $N(z)$ , описывают вертикальную структуру свободных колебаний в стратифицированном океане. Они также имеют ненулевые решения лишь при некоторых дискретных значениях  $\omega$ , зависящих от  $\varepsilon$ ; им также отвечают семейства кривых в плоскости  $(\omega, \varepsilon)$ , называемых собственными кривыми этих уравнений. Точки пересечения каждой собственной кривой уравнений (4.1.7) с каждой собственной кривой уравнений (4.1.8) (при соответствующих граничных условиях) дают частоты  $\omega$  возможных свободных колебаний.

Приливные уравнения Лапласа (4.1.7) интенсивно исследовались рядом авторов. Наиболее полные последние результаты опубликованы Лонге-Хиггинсом [3] и Диким [1]. На невращающейся

планете получается  $\omega = \pm \left[ \frac{n(n+1)}{a^2 \varepsilon} \right]^{1/2}$ ,  $n = m, m+1, \dots$ , а собственные функции  $\Pi(\varphi) = P_n^m(\sin \varphi)$  суть присоединенные функции

Лежандра первого рода; число  $n-m$  их нулей на интервале  $-\frac{\pi}{2} <$

$< \varphi < \frac{\pi}{2}$  играет роль широтного волнового числа. На вращающейся плоской Земле собственные функции зависят от  $y$  по закону  $e^{ik_y y}$

и частоты имеют вид  $\omega = \pm \left( 4\Omega^2 + \frac{k_x^2 + k_y^2}{\varepsilon} \right)^{1/2}$ ; случай  $\omega = \pm 2\Omega$

(колебания с инерционным периодом) является вырожденным —  $\omega = p' = \rho' = 0$ , а  $u = \pm iv$  произвольно зависит от  $z$ .

На вращающейся сферической планете имеются три семейства собственных кривых, которые мы перечислим для случая  $m > 0$  (при  $m=1$  эти кривые изображены на рис. 4.1.1). Кривые первого типа определены при  $\varepsilon > 0$ ; при  $\varepsilon_* = 4a^2\Omega^2\varepsilon \rightarrow 0$  они ведут себя как  $\omega/2\Omega \sim \pm [n(n+1)/\varepsilon_*]^{1/2}$ ,  $n = m, m+1, \dots$ , а при  $\varepsilon_* \rightarrow \infty$  — как  $\omega/2\Omega \sim m\varepsilon_*^{-1/2}$ ,  $v'' = 0$  и  $\omega/2\Omega \sim \pm (2v+1)^{1/2}\varepsilon_*^{-1/4} + m(4v+2)^{-1}\varepsilon_*^{-1/2}$ ,  $v = 0, 1, 2, \dots$  при  $\omega > 0$  и  $v = 1, 2, \dots$  при  $\omega < 0$ . Эти кривые сохраняются и при отсутствии вращения и в плоской модели (в которой всегда  $|\omega| > 2\Omega$ ). Кривые второго типа определены при всех  $-\infty < \varepsilon < \infty$  и ведут себя как:  $\omega/2\Omega \sim -m/n'(n'+1)$ ;  $n' = m, m+1, \dots$  при  $\varepsilon_* \rightarrow 0$ ;  $\omega/2\Omega \sim -m(2v'+1)^{-1}\varepsilon_*^{-1/2}$ ,  $v' = 1, 2, \dots$  и  $\omega/2\Omega \sim -\varepsilon_*^{-1/4} + (m/2)\varepsilon_*^{-1/2}$ ,  $v = 0$  при  $\varepsilon_* \rightarrow \infty$ ;  $\omega/2\Omega \sim -1 + (m+2v) \times (-\varepsilon_*)^{-1/2}$ ,  $v = 0, 1, 2, \dots$  при  $\varepsilon_* \rightarrow -\infty$ . При отсутствии вращения, а также в плоской модели эти кривые исчезают. Наконец, кривые третьего типа определены при  $\varepsilon < 0$ ; при  $|\varepsilon_*| \rightarrow \infty$  они ведут себя как  $\omega/2\Omega \sim 1 - (m+2v+2)(-\varepsilon_*)^{1/2}$ ,  $v = 0, 1, 2, \dots$  и  $\omega/2\Omega \sim -m\varepsilon_*^{-1} + 2m(m+2v+1)(-\varepsilon_*)^{-3/2}$ ,  $v = 0, 1, 2, \dots$ . Эти кривые сохраняются и в плоской модели (где они симметричны относительно прямой  $\omega = 0$ ), но исчезают при отсутствии вращения. В случае  $m = 0$  (чисто зональное движение) все собственные



кривые симметричны относительно прямой  $\omega = 0$ ; кривые второго типа здесь исчезают, и в парах асимптот сохраняются лишь указанные первыми.

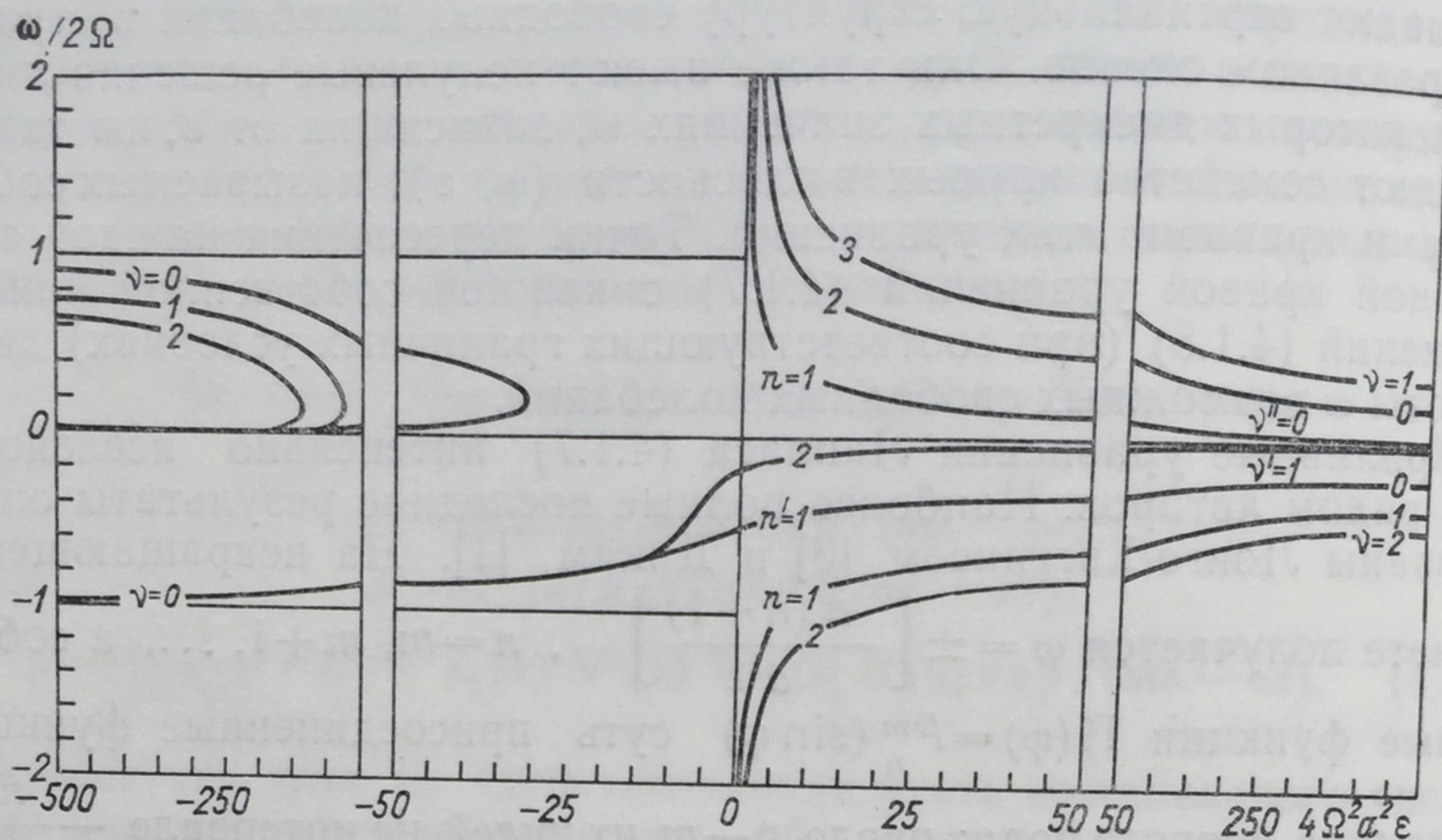


Рис. 4.1.1. Собственные кривые приливных уравнений Лапласа при  $m=1$ , по данным расчетов Лонге-Хиггинса [3].

Надписи у кривых при малых и больших  $|\varepsilon|$  указывают на применимость соответствующих асимптотических формул.

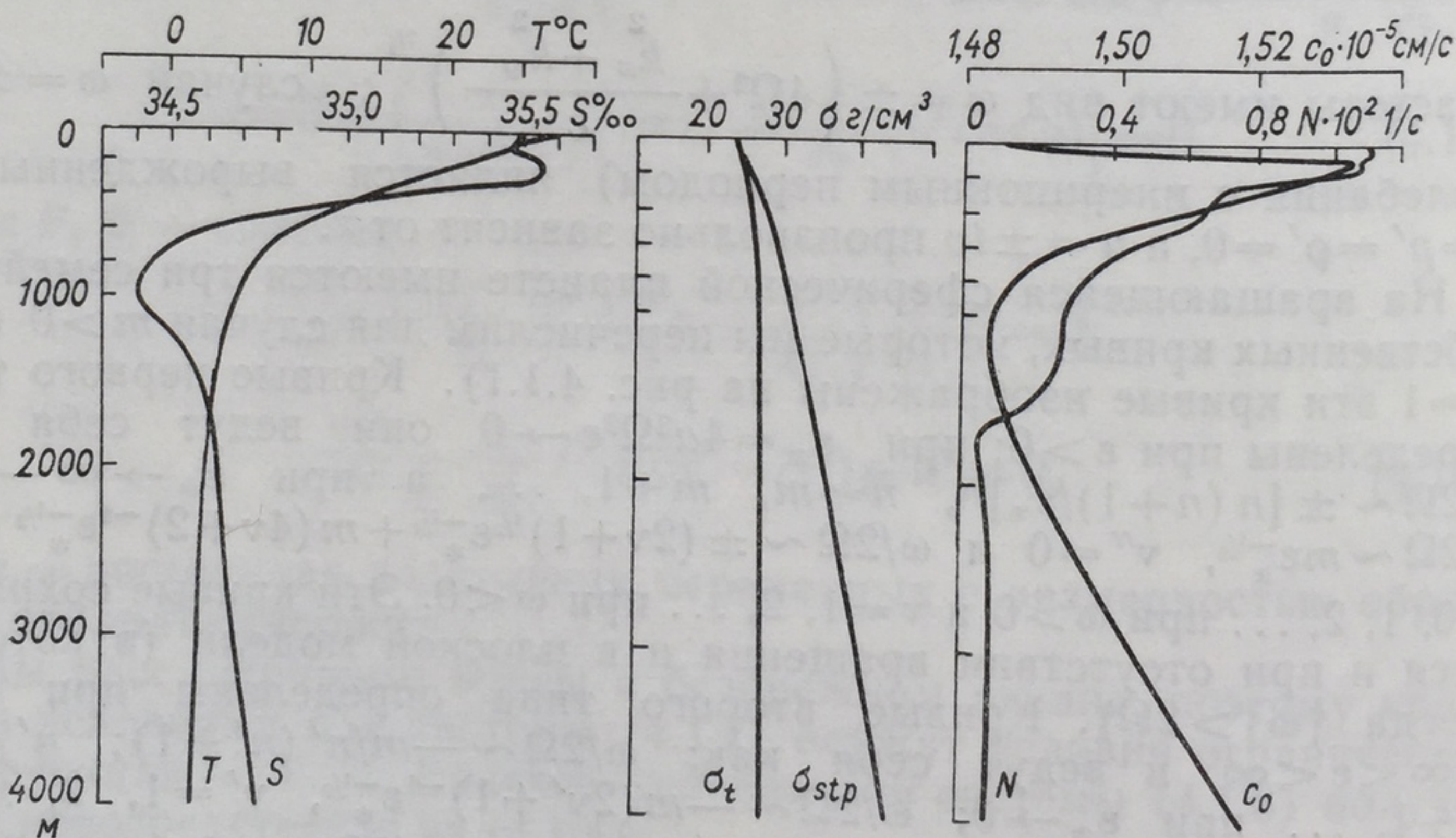


Рис. 4.1.2. Стратификация океана на станции «Витязя» № 3823 в Тихом океане ( $23^{\circ} 10'$  ю. ш.,  $174^{\circ} 51'$  з. д.) зимой 1957 г. [температура  $T$ , соленость  $s$ , плотность  $\sigma_{stp} = 10^3 \cdot (\rho - 1)$ , приведенная к атмосферному давлению плотность  $\sigma_t$ , частота Вайсала  $N$  и скорость звука  $c_0$  как функции от глубины  $z$ ].

Из-за краткости изложения мы не выписываем соответствующие асимптотические формулы для  $U$ ,  $V$ ,  $\Pi$  (см., например, [3]).

Уравнения (4.1.8) также исследовались рядом авторов. Монин и Обухов [4] рассмотрели случай изотермически стратифицирован-



ной атмосферы; Дикий [1] подробно проанализировал и рассчитал решения этих уравнений для реальной (так называемой стандартной) атмосферы; в книге Экарта [5] и работе Каменковича и Одуло [6] исследовалось поведение собственных кривых этих уравнений для произвольным образом стратифицированного океана (как

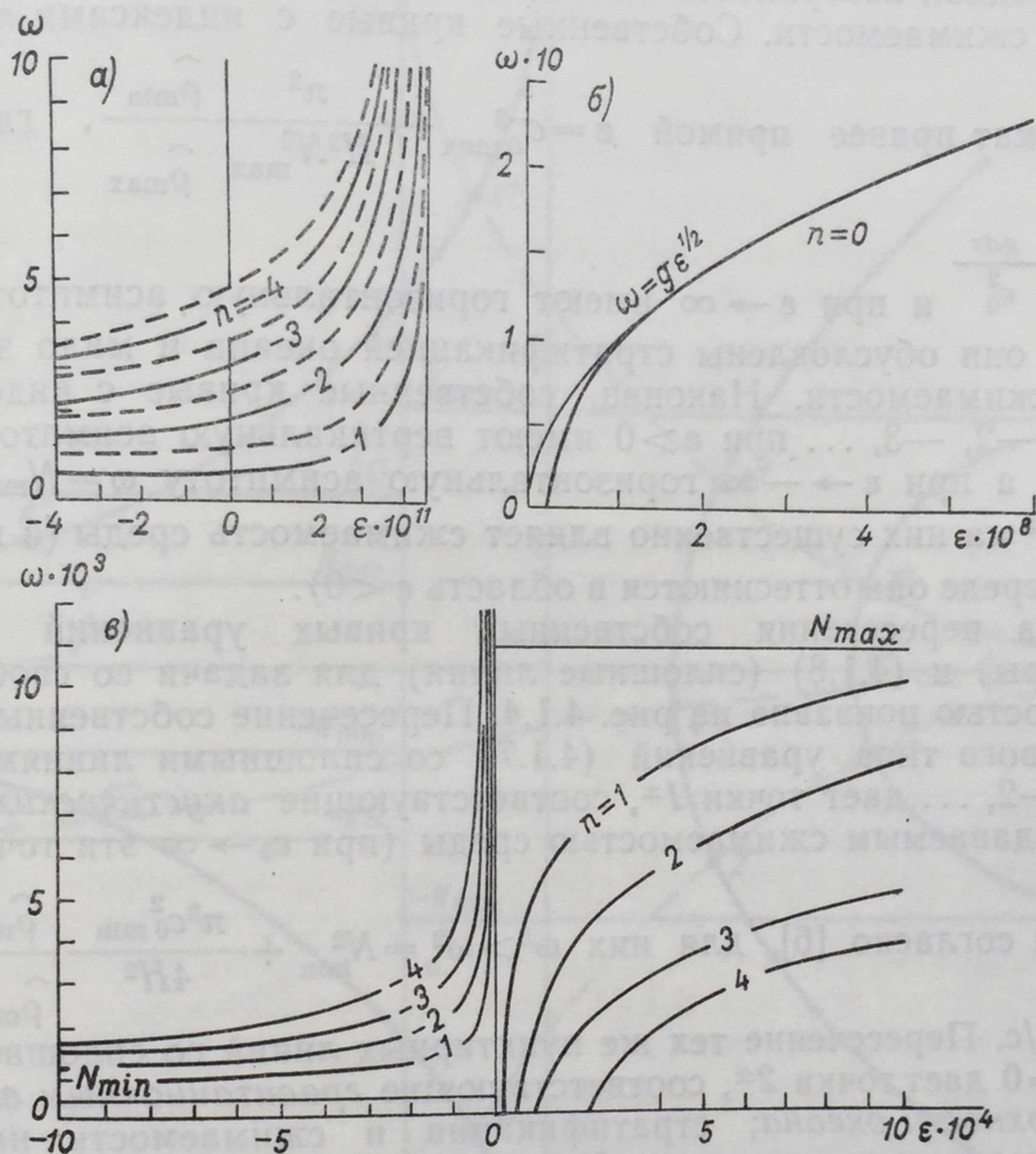


Рис. 4.1.3. Собственные кривые уравнений (4.1.8) для задачи со свободной поверхностью при стратификации океана, показанной на рис. 4.1.2.

а — кривые  $n = -1, -2, \dots$  при малых  $\epsilon$ , уравнение вертикальной асимптоты  $\epsilon = c_{0min}^{-2}$ ; пунктиром указаны соответствующие собственные кривые уравнений (4.1.8), получаемые при замене первого краевого условия (4.1.4) на условие  $\omega = 0$  при  $z = 0$ ; б — кривая  $n = 0$  (указана ее асимптота  $\omega = g\epsilon^{1/2}$ ); в — кривые  $n = 1, 2, 3, \dots$  и  $n = -1, -2, -3, \dots$  [в этом масштабе замена первого краевого условия (4.1.4) на условие  $\omega = 0$  при  $z = 0$  не отражается на ходе кривых];  $\omega$  — в рад  $\cdot$  с $^{-1}$ ,  $\epsilon$  — в с $^2 \cdot$  см $^{-2}$  (численный расчет совместно с А. В. Кулаковым и А. Б. Одуло).

со свободной поверхностью, так и с твердой крышкой). Собственные кривые уравнений (4.1.8) для рассматриваемой нами задачи со свободной поверхностью при типичных параметрах стратификации, указанных на рис. 4.1.2, приводятся на рис. 4.1.3.



Собственные кривые здесь распадаются на три семейства. Кривая с индексом  $n=0$  пересекает ось  $\omega=0$  правее точки  $\varepsilon = \frac{1}{gH}$  и при больших  $\varepsilon$  ведет себя как  $\omega \sim g\varepsilon^{1/2}$ ; она обусловлена эффектом свободной поверхности океана и мало зависит от его стратификации и сжимаемости. Собственные кривые с индексами  $n=1, 2, 3, \dots$  лежат правее прямой  $\varepsilon = c_{0\max}^{-2} + \frac{\pi^2}{H^2 N_{\max}^2} \frac{\hat{\rho}_{\min}}{\hat{\rho}_{\max}}$ , где  $\hat{\rho} =$

$\hat{\rho}_0 e^{2 \int_z^H \frac{g dz}{c_0^2}}$  и при  $\varepsilon \rightarrow \infty$  имеют горизонтальную асимптоту  $\omega = N_{\max}$ ; они обусловлены стратификацией океана и мало зависят от его сжимаемости. Наконец, собственные кривые с индексами  $n=-1, -2, -3, \dots$  при  $\varepsilon > 0$  имеют вертикальную асимптоту  $\varepsilon = c_{0\min}^{-2}$ , а при  $\varepsilon \rightarrow -\infty$  горизонтальную асимптоту  $\omega = N_{\min}$ ; при  $|\varepsilon| \sim c_0^{-2}$  на них существенно влияет сжимаемость среды (в несжимаемой среде они оттесняются в область  $\varepsilon < 0$ ).

Схема пересечения собственных кривых уравнений (4.1.7) (пунктиры) и (4.1.8) (сплошные линии) для задачи со свободной поверхностью показана на рис. 4.1.4. Пересечение собственных кривых первого типа уравнений (4.1.7) со сплошными линиями  $n=-1, -2, \dots$  дает точки  $1^\pm$ , соответствующие акустическим волнам, создаваемым сжимаемостью среды (при  $c_0 \rightarrow \infty$  эти точки ис-

чезают); согласно [6], для них  $\omega^2 > \omega_a^2 = N_{\min}^2 + \frac{\pi^2 c_{0\min}^2}{4H^2} \frac{\hat{\rho}_{\min}}{\hat{\rho}_{\max}} \sim$

$\sim 1$  рад/с. Пересечение тех же пунктирных линий со сплошной линией  $n=0$  дает точки  $2^\pm$ , соответствующие гравитационным волнам на поверхности океана; стратификация и сжимаемость на них влияют мало, а вращение и сферичность Земли существенны, особенно при больших  $\varepsilon$  (в плоской модели возникает ограничение  $|\omega| > 2\Omega$ ). Пересечение тех же пунктирных линий со сплошными линиями  $n=1, 2, \dots$  дает точки  $3^\pm$ , соответствующие внутренним гравитационным волнам, создаваемым стратификацией океана (при  $N \equiv 0$  они исчезают); частоты получаются в диапазоне  $0 < |\omega| < N_{\max}$ , сжимаемость влияет мало, вращение и сферичность Земли существенны, особенно при больших  $\varepsilon$  (в плоской модели  $|\omega| > 2\Omega$ ).

Пересечение собственных кривых второго типа уравнений (4.1.7) со сплошной линией  $n=0$  дает точки  $4^\pm$ , соответствующие баротропным (или поверхностным) волнам Россби с частотами в диапазоне  $0 \leq |\omega| \leq \Omega$ , создаваемым вращением сферической Земли и мало зависящим от сжимаемости и стратификации. Пересечение тех же пунктирных линий со сплошными линиями  $n=1, 2, \dots$  дает точки  $5^\pm$ , отвечающие бароклинным (или внутренним) волнам Россби с частотами в диапазоне  $0 < |\omega| < \min(\Omega, N_{\max})$ , исчезающим в одно-

родном океане  
третьего типа  
 $\delta^\pm$ , соответствующие  
с частотами  
благодаря

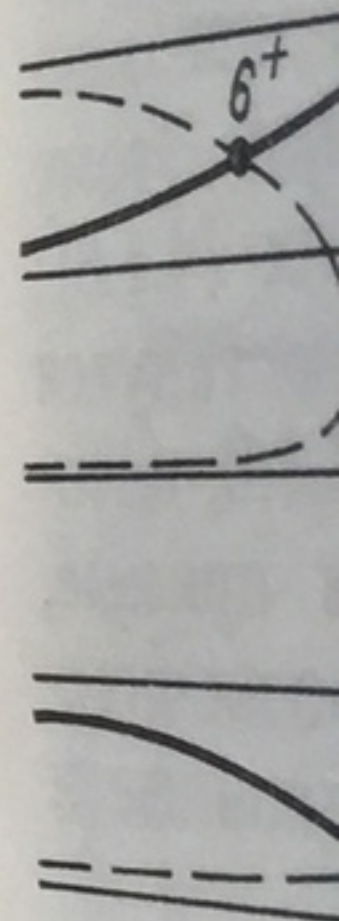


Рис. 4.1.4. Схема пересечения собственных кривых (пунктиры) и (4.1.8) (сплошные линии) для задачи со свободной поверхностью

В одно-  
сти\*. От-  
волны  
а волны

\* Во избе-  
жания терми-  
нов к  $2\Omega \sin \theta$



родном океане. Наконец, пересечение пунктирных линий второго и третьего типа со сплошными линиями  $n = -1, -2, \dots$  дает точки  $6^\pm$ , соответствующие гироскопическим (или инерционным) волнам с частотами в диапазоне  $N_{\min} < |\omega| < 2\Omega$ , которые могут возникать благодаря вращению Земли при условии  $2\Omega > N_{\min}$ , в том числе и

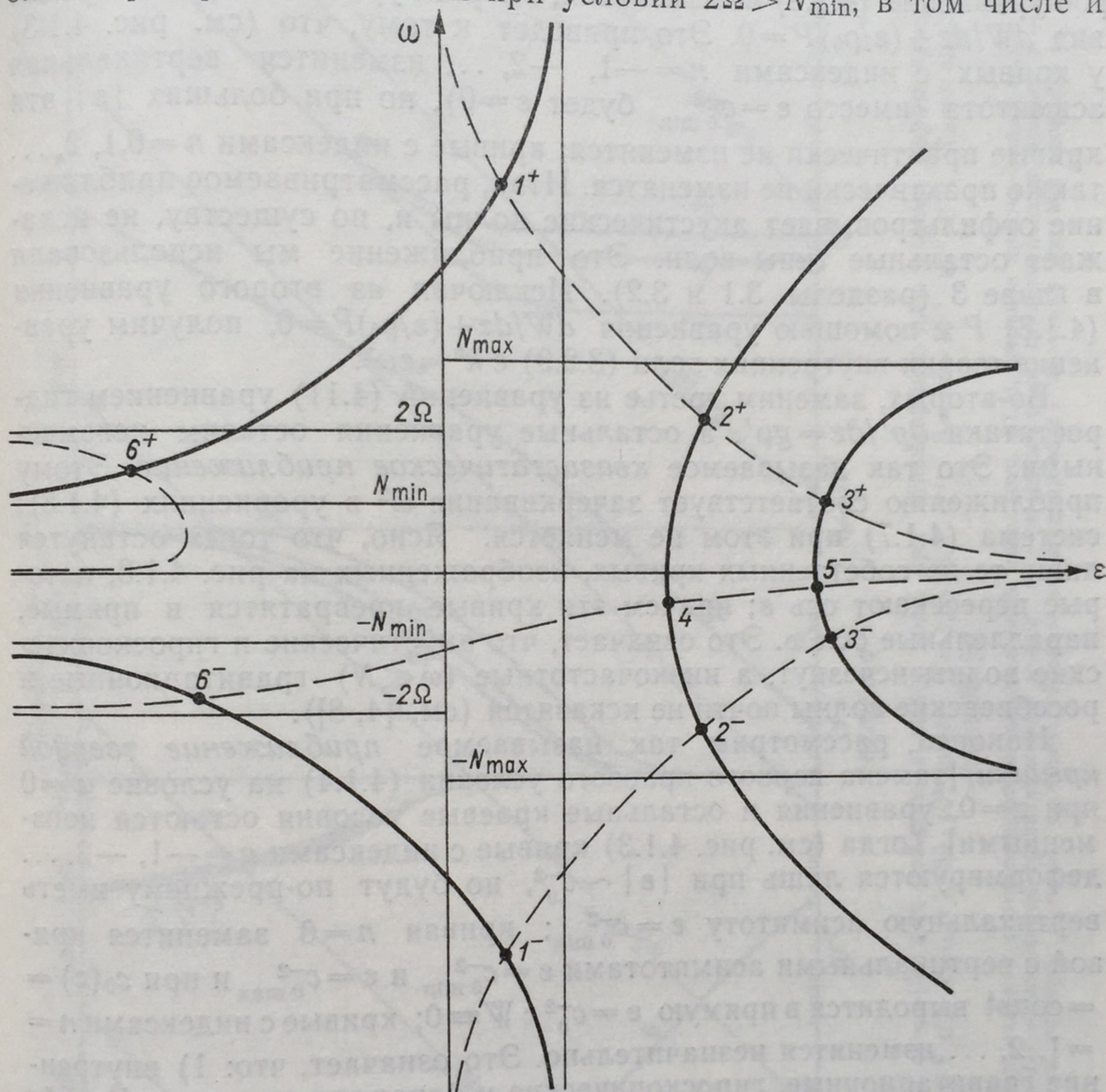


Рис. 4.1.4. Схема пересечения собственных кривых приливных уравнений Лапласа (4.1.7) (пунктирные кривые) с собственными кривыми уравнений (4.1.8) для задачи со свободной поверхностью при типичной стратификации океана (сплошные кривые).

в однородном несжимаемом океане, и при отсутствии силы тяжести\*. Отметим, что поверхностные, внутренние и гироскопические волны могут распространяться как на запад, так и на восток, а волны Россби — только на запад.

\* Во избежание путаницы мы, следуя Толстому [7], называем эти волны гироскопическими, а не инерционными (как это широко принято в литературе), сохраняя термин «инерционные» для колебаний с частотой, равной или близкой к  $2\Omega \sin \varphi$  (см. раздел 4.2).



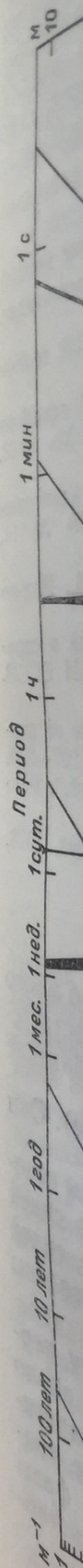
Остановимся теперь кратко на анализе некоторых приближений в исходных уравнениях (4.1.1) — (4.1.3) (см. [6]). Во-первых, заменим уравнение (4.1.2) на  $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$ , а остальные уравнения оставим неизменными. Нетрудно показать, что уравнения (4.1.7) и второе уравнение (4.1.8) не изменятся, а первое уравнение (4.1.8) примет вид  $dW/dz + (\varepsilon/\rho_0)P = 0$ . Это приведет к тому, что (см. рис. 4.1.3) у кривых с индексами  $n = -1, -2, \dots$  изменится вертикальная асимптота (вместо  $\varepsilon = c_{0\min}^{-2}$  будет  $\varepsilon = 0$ ), но при больших  $|\varepsilon|$  эти кривые практически не изменятся; кривые с индексами  $n = 0, 1, 2, \dots$  также практически не изменятся. Итак, рассматриваемое приближение отфильтровывает акустические волны и, по существу, не искажает остальные типы волн. Это приближение мы использовали в главе 3 (разделы 3.1 и 3.2). Исключая из второго уравнения (4.1.8)  $P$  с помощью уравнения  $dW/dz + (\varepsilon/\rho_0)P = 0$ , получим уравнение теории внутренних волн (3.2.9) с  $k^2 = \varepsilon\omega^2$ .

Во-вторых, заменим третье из уравнений (4.1.1) уравнением гидростатики  $\partial p'/\partial z = g\rho'$ , а остальные уравнения оставим неизменными. Это так называемое *квазистатическое приближение*. Этому приближению соответствует зачеркивание  $\omega^2$  в уравнениях (4.1.8); система (4.1.7) при этом не меняется. Ясно, что тогда останутся лишь те из собственных кривых, изображенных на рис. 4.1.3, которые пересекают ось  $\varepsilon$ ; причем эти кривые превратятся в прямые, параллельные оси  $\omega$ . Это означает, что акустические и гироскопические волны исчезнут, а низкочастотные ( $\omega \ll N$ ) гравитационные и россбиевские волны почти не искажутся (см. [4, 8]).

Наконец, рассмотрим так называемое *приближение твердой крышки* [замена первого краевого условия (4.1.4) на условие  $w = 0$  при  $z = 0$ , уравнения и остальные краевые условия остаются неизменными]. Тогда (см. рис. 4.1.3) кривые с индексами  $n = -1, -2, \dots$  деформируются лишь при  $|\varepsilon| \sim c_0^{-2}$ , но будут по-прежнему иметь вертикальную асимптоту  $\varepsilon = c_{0\min}^{-2}$ ; кривая  $n = 0$  заменится кривой с вертикальными асимптотами  $\varepsilon = c_{0\min}^{-2}$  и  $\varepsilon = c_{0\max}^{-2}$  и при  $c_0(z) = \text{const}$  выродится в прямую  $\varepsilon = c_0^{-2}$  с  $W \equiv 0$ ; кривые с индексами  $n = 1, 2, \dots$  изменятся незначительно. Это означает, что: 1) внутренние гравитационные, гироскопические и бароклинные волны Россби искажаются очень мало, а акустические волны несколько видоизменяются; 2) вместо поверхностных гравитационных волн возникают так называемые *волны Лэмба* (или *двумерные волны*, см. [4, 5]); при  $c_0 \rightarrow \infty$  эти волны исчезают; 3) баротропные волны Россби заменяются *двумерными волнами Россби*, которые при  $c_0 \rightarrow \infty$  превращаются в *бездивергентные волны Россби* (обсуждение влияния приближения твердой крышки на баротропные волны Россби см. в главе 9).

Заметим, что при совместном использовании указанных приближений их эффекты «складываются».

Важными характеристиками свободных волн являются их дисперсионные соотношения (как известно, так называют соотношения между частотой волны и ее волновыми числами). Для наиболее





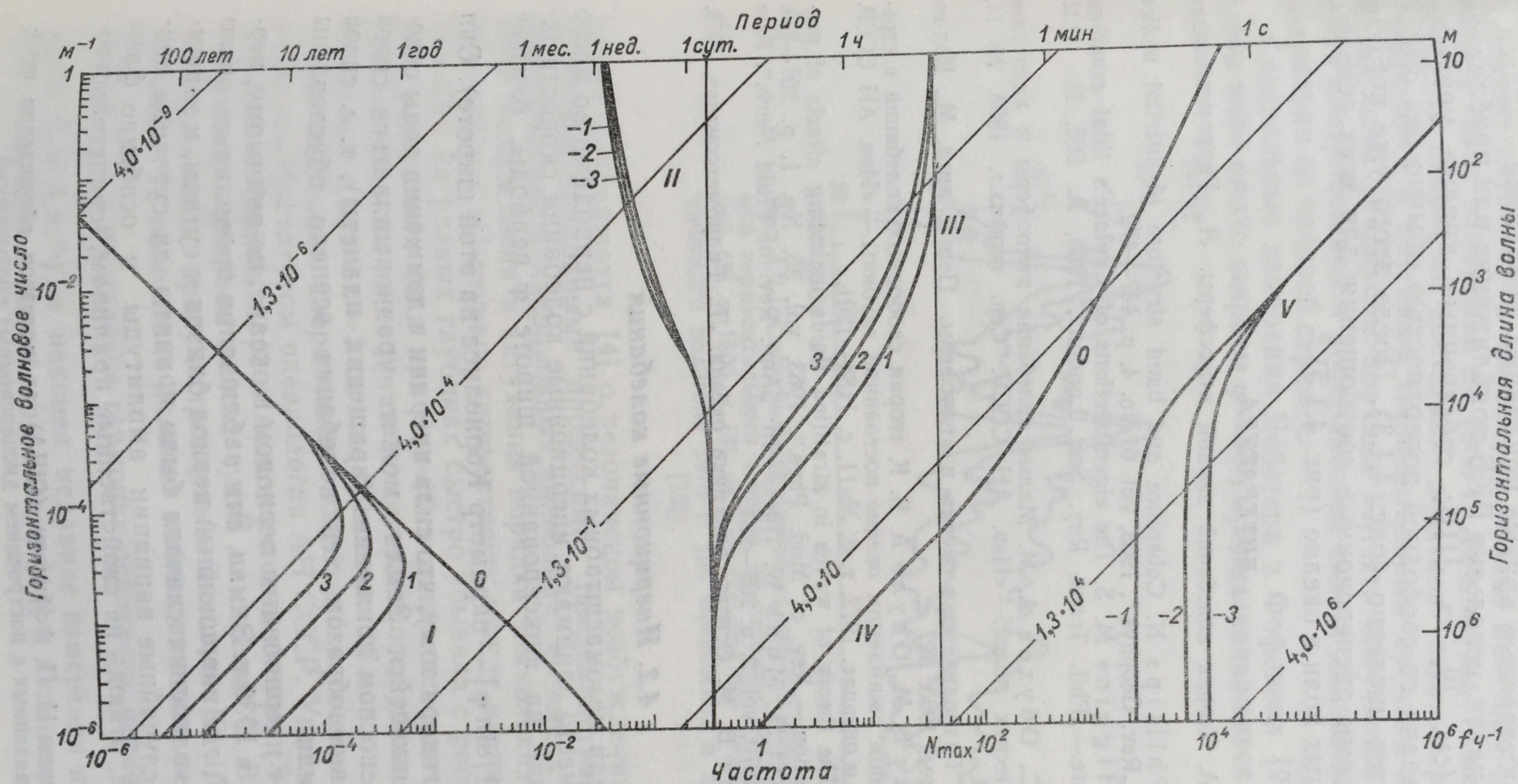


Рис. 4.1.5. Дисперсионные кривые  $\omega = \omega(k)$  для различных видов волн при характерных для океана параметрах стратификации ( $N_{\min} = 0$ ;  $N_{\max} = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ ;  $c_{\min} = 1,483 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ;  $f = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ;  $\beta = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $k_x = k \cos 30^\circ$ ;  $k_y = k \sin 30^\circ$  [9]).

Арабские цифры у кривых указывают номер  $n$  соответствующей вертикальной моды (рис. 4.1.3), римские цифры — виды волн: I — волны Россби; II — гироскопические волны; III — внутренние гравитационные волны; IV — поверхностная гравитационная волна; V — акустические волны. Уравнение наклонных прямых:  $c_\phi = \omega/k$ ,  $c_\phi = \text{const}$ . Цифры на этих прямых — значения фазовой скорости  $c_\phi$  в м/с.



интересных для океанологии не очень длинных волн ( $1/k < 1000$  км) собственные кривые приливных уравнений Лапласа на сфере можно найти, используя ВКБ приближение или приближение  $\beta$ -плоскости (см. [9, гл. III]); собственные кривые уравнений (4.1.8) для задачи со свободной поверхностью обычно без особого труда находятся численно (рис. 4.1.3). После этого уже нетрудно построить и сами дисперсионные соотношения для всех основных видов свободных волн в океане (рис. 4.1.5).\*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Диккий Л. А. Теория колебаний земной атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1969. 195 с.
2. Munk W., Phillips N. Coherence and band structure of inertial motion in the sea.—„Rev. Geophys.“, 1968, vol. 6, No. 4, p. 447—472.
3. Longuet-Higgins M. S. The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1968, A. 262, No. 1132, p. 511—607.
4. Монин А. С., Обухов А. М. Малые колебания атмосферы и адаптация метеорологических полей.—«Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1958, № 11, с. 1360—1373.
5. Эккарт К. Гидродинамика океана и атмосферы. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1963. 327 с.
6. Каменкович В. М., Одуро А. Б. К теории свободных колебаний в стратифицированном сжимаемом океане постоянной глубины.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 11, с. 1188—1201.
7. Tolstoy I. The theory of waves in stratified fluids including effects of gravity and rotation.—„Rev. of Mod. Phys.“, 1963, vol. 35, No. 1, p. 207—230.
8. Hendershott M., Munk W. Tides.—In: „Ann. Rev. of Fluid Mech.“, Palo Alto, Calif., 1970, vol. 2, p. 205—224.
9. Каменкович В. М. Основы динамики океана. Л., Гидрометеиздат, 1973. 240 с.

### 4.2. Инерционные колебания

Среди мезомасштабных колебаний с периодами во много часов особое место занимают инерционные колебания скорости течений, имеющие на фиксированной широте  $\varphi$  периоды, близкие к  $\frac{2\pi}{f}$  ( $f = 2\Omega |\sin \varphi|$  — параметр Кориолиса на этой широте). Они возможны благодаря тому, что сила инерции в движении воды относительно вращающейся Земли может уравниваться силой инерции в переносном движении (вращении планеты), т. е. силой Кориолиса; таким образом, эти колебания всецело обусловлены вращением Земли.

Колебания с инерционным периодом в океане, по-видимому, первым наблюдал в 1930 г. Экман. Эти наблюдения проводились около широты  $\varphi = 30^\circ$ , где инерционный период близок к суткам, и зарегистрированные колебания сначала были приняты за суточные приливы; однако случайные вариации амплитуды и особенно фазы этих колебаний, отнюдь не свойственные приливам, свидетельство-

\* Авторы благодарны Н. П. Фофонову (США) за полезное обсуждение некоторых вопросов, связанных с построением дисперсионных соотношений.



вали об их инерционном происхождении. Затем инерционные колебания многократно наблюдались на всевозможных широтах и на различных глубинах в океане; в сводке Вебстера [1] приводится 23 ряда таких измерений до 1966 г. Амплитуды  $V$  наблюдавшихся колебаний скоростей достигали десятков сантиметров в секунду, с тенденцией к круговым горизонтальным орбитам колеблющихся частиц воды (радиусом порядка  $V/f$ , что получается из сопоставления центробежной и кориолисовой сил) и движением в северном полушарии по часовой стрелке.

Специальные измерения Вебстера и Фофонова [2, 3] в Саргассовом море около широты  $\varphi = 30^\circ$ , предназначавшиеся для проверки

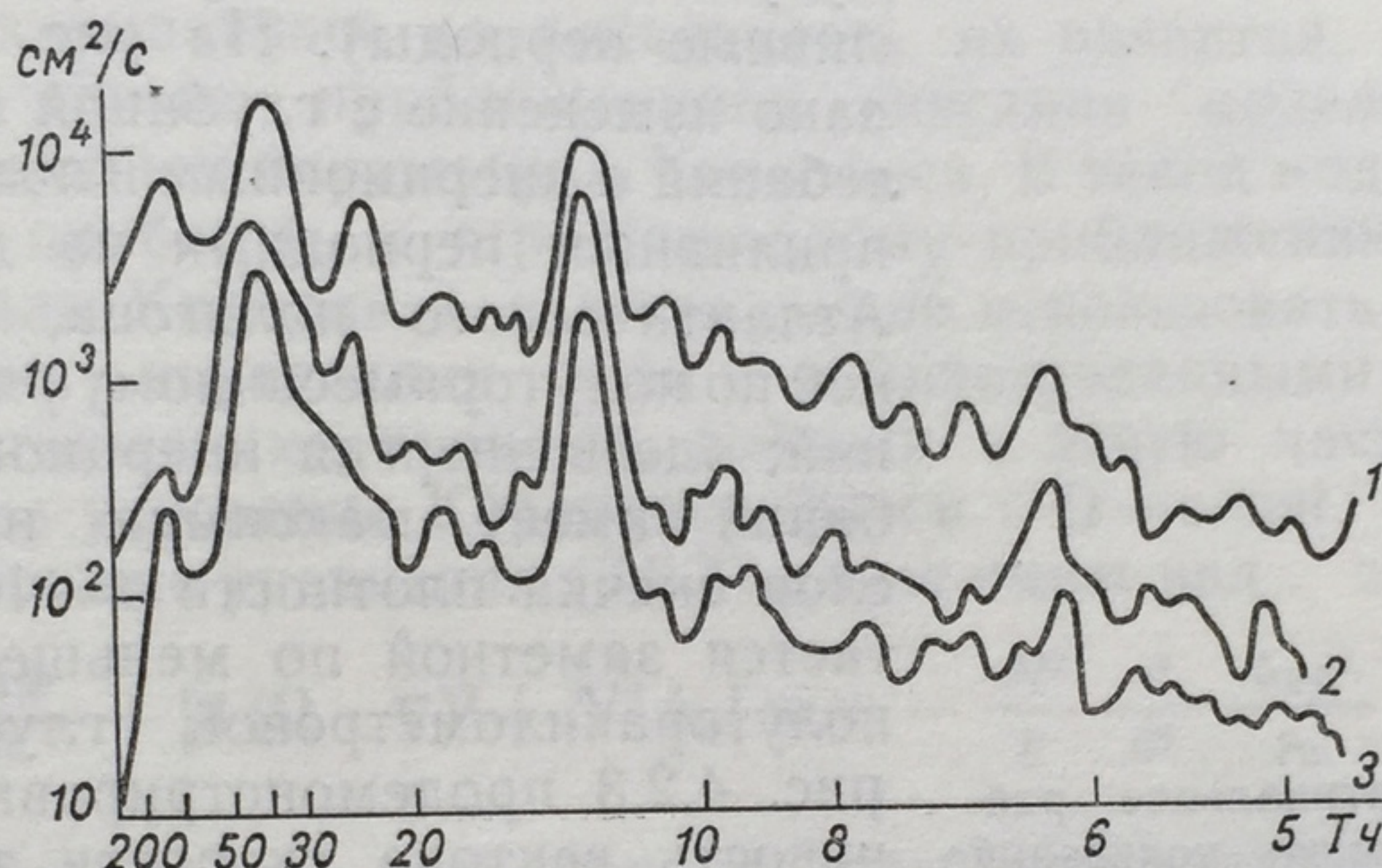


Рис. 4.2.1. Спектральная плотность энергии колебаний горизонтального течения на глубинах 50 (1), 300 (2) и 1500 м (3) на центральном бье Атлантического полигона 1970 г. (по Бреховских и др. [12]).

теории Хендершотта [4] о резонансном возбуждении инерционных колебаний приливными процессами, продемонстрировали резкую перемежаемость инерционных колебаний, имеющих типичные времена возбуждения и затухания порядка нескольких суток. В расчетах в [1] случаях когерентность между инерционными колебаниями на разных глубинах быстро убывала с ростом вертикального расстояния  $\delta z$  и при  $\delta z = 80$  м равнялась всего 0,3; с ростом горизонтального расстояния  $\delta x$  когерентность убывала значительно медленнее и при  $\delta x = 3$  км еще равнялась 0,7.

Исследования инерционных колебаний в течение ряда лет проводились Институтом океанологии АН СССР. Упомянем ранние измерения в Черном море и Атлантическом океане [5—8], измерения в седьмом — девятом рейсах судна «Академик С. Вавилов» в Средиземном море, просуммированные Титовым [9, 10], обратившим внимание на небольшие отличия наблюдавшихся периодов колеба-

ний от  $\frac{2\pi}{f}$  и на наличие гармоник основного периода (с амплитудами  $A_n \approx A_1 n^{-5/3}$ ), и, наконец, недавние измерения на долговременных полигонах в Индийском океане [11] и Атлантике [12].



В качестве примера из работы [12] на рис. 4.2.1 показан график спектральной плотности энергии колебаний горизонтального течения на глубинах 50, 300 и 1500 м на одном из буев Атлантического полигона ( $\varphi = 16^\circ 30'$  с. ш.,  $\lambda = 33^\circ 30'$  з. д.), вычисленной по 5-месячному ряду измерений (февраль—

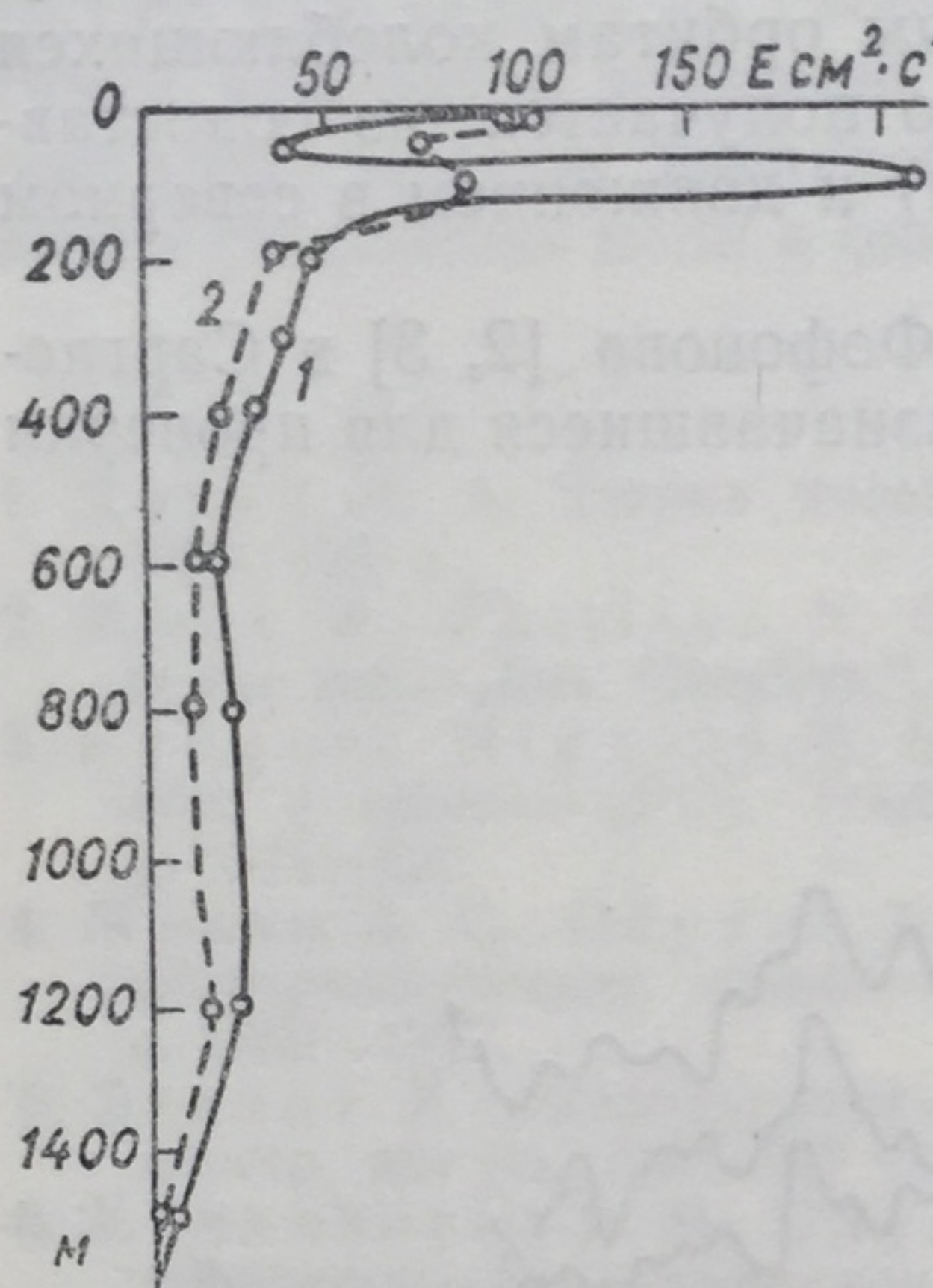


Рис. 4.2.2. Вертикальное распределение энергии колебаний с инерционным периодом (1) и с приливным периодом 12,4 ч (2) на одном из буев Атлантического полигона (по Бреховских и др. [12]).

сентябрь 1970 г.); на графике хорошо виден максимум, отвечающий инерционному периоду (около 42 ч), и могут быть прослежены его гармоники до 7-го порядка (хорошо выражены также полусуточный и четвертьсуточный приливные периоды). На рис. 4.2.2 показано изменение с глубиной энергии колебаний с инерционным и полусуточным приливным периодами на другом бую Атлантического полигона, рассчитанной по полуторамесячному ряду измерений; здесь энергия инерционных колебаний имеет максимум на глубине слоя скачка плотности  $z = 100$  м и остается заметной по меньшей мере до полуторакилометровой глубины. На рис. 4.2.3 продемонстрирована изменчивость вектора скорости течения на глубине 300 м за 12 суток с отфильтрованными приливыми и еще более высокочастотными колебаниями. Она вполне соответствует представлению о круговых орбитах жидких частиц при

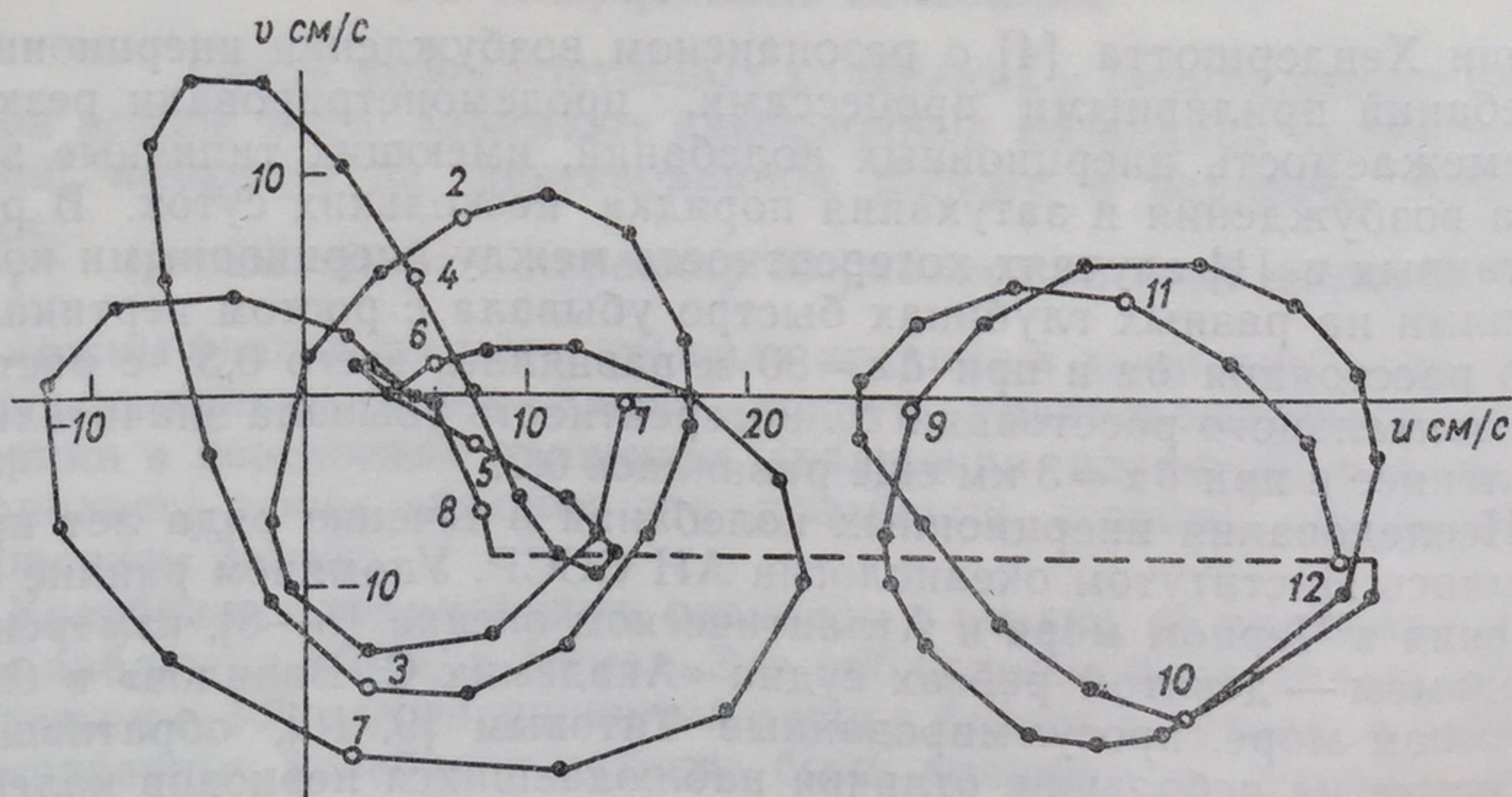


Рис. 4.2.3. Изменчивость векторов скорости течения (с отфильтрованными приливыми и высокочастотными колебаниями) за 12 суток на глубине 300 м на центральном бую Атлантического полигона (по Бреховских и др. [12]).

Точки — концы векторов через каждые 3 ч; цифры у кружков — номера суток.



инерционных колебаниях с периодом около 40 ч и с движением по часовой стрелке; отметим перемежаемость инерционных колебаний — их отсутствие между вторыми и четвертыми сутками на данной записи. В работе [12] были подсчитаны когерентность между компонентами скорости  $u$  и  $v$  в инерционных колебаниях по тем же данным, что и рис. 4.2.2, которая на разных глубинах в слое 100—1500 м менялась в пределах 0,59—0,97, т. е. была довольно высокой (в среднем 0,86), и разность фаз, менявшаяся в пределах 249—292°, в среднем по слою 267°, т. е. близкая к теоретическому значению 270°.

Быстрое затухание когерентности инерционных колебаний по горизонтали, указывающее на локальность их развития, позволяет использовать для их приближенного описания модель плоской Земли с постоянным параметром Кориолиса. В такой модели нет необходимости прибегать к «традиционному приближению» в выражении для силы Кориолиса, так что можно использовать уравнения (3.2.5) теории внутренних волн с отфильтрованными условием  $\text{div } \mathbf{u} = 0$  акустическими волнами, добавив в левую часть первого из них полное ускорение Кориолиса  $2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$  с  $\boldsymbol{\Omega} = \text{const}$ . Соответствующее обобщение уравнения (3.2.7) для  $\psi$  имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Delta \psi}{\partial t^2} + [4(\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla)^2 + N^2 \Delta_h] \psi = - \frac{N^2}{g} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\Delta_h p'}{\rho_0}. \quad (4.2.1)$$

Простейшая модель инерционных колебаний получается отсюда в случае однородного океана  $N \equiv 0$  и безграничной среды (гироскопические волны в «чистом» виде, см. [13, 14]). В этом случае уравнение (4.2.1) имеет элементарные волновые решения вида  $e^{i\chi}$ ,  $\chi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + ez - \omega t$  с частотами  $\omega = \pm 2\Omega \cos \alpha$  ( $\alpha$  — угол между векторами  $\boldsymbol{\Omega}$  и  $\mathbf{k}$ ).

Поле скорости здесь имеет вид  $\mathbf{u} = \mathbf{U} \cos \chi \pm \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{U}}{k} \sin \chi$  ( $\mathbf{U}$  — произвольный постоянный вектор, ортогональный  $\mathbf{k}$ ); оно описывает поперечные волны с круговой поляризацией. Фазовая скорость этих волн равна  $c = 2 \frac{\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{k}}{k^3} \mathbf{k}$ , а групповая  $\mathbf{c}_g = \frac{2}{k^3} \mathbf{k} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{k})$ .

Максимальная их частота достигается при  $\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\Omega}$  (скорости  $\mathbf{u}$  при этом перпендикулярны  $\boldsymbol{\Omega}$ ) и равна  $2\Omega$ , чему отвечает полусуточный период (в этом случае  $p' \equiv 0$ ,  $\psi \equiv 0$  и движение действительно происходит по инерции). При  $\omega/\Omega \rightarrow 0$  волновой вектор  $\mathbf{k}$  становится ортогональным  $\boldsymbol{\Omega}$ , а поле скорости — постоянным по направлению  $\boldsymbol{\Omega}$ . Между гироскопическими волнами возможны резонансные трехволновые взаимодействия; они рассчитывались Хьюджесом [15].

Влияние стратификации океана на инерционные волны может быть существенным. Для его описания надо использовать уже полное уравнение (4.2.1), правую часть которого можно выразить через  $\psi$  при помощи горизонтальных проекций уравнений движения; однако вся эта правая часть относительно невелика, и мы, вслед за Филлипсом [14], для простоты выкладок здесь ею пренебрежем. Но и с этим упрощением аналитически решить уравнение (4.2.1)



удается лишь при достаточно простых моделях функции  $N(z)$ . Однако, ориентируясь на малую когерентность инерционных колебаний уже на небольших вертикальных расстояниях, мы, опять вслед за [14], ограничимся здесь их локальным описанием, при котором частота Вайсала—Брента будет рассматриваться как квазипостоянная. При  $N \approx \text{const}$  упрощенное уравнение (4.2.1) вновь будет иметь волновые решения вида  $e^{i\mathbf{x}}$ , но частоты  $\omega$  теперь будут определяться формулой

$$\omega^2 = (2\Omega)^2 \cos^2 \alpha + N^2 \cos^2 \theta, \quad (4.2.2)$$

где  $\theta$  — угол наклона волнового вектора  $\mathbf{k}$  к горизонтальной плоскости.

Заметим, что в силу условия  $N = \text{const}$  дисперсионное соотношение (4.2.2) описывает в зависимости от соотношения между  $N$  и  $\Omega$  или гироскопические волны, или внутренние гравитационные волны; одновременно в среде с  $N = \text{const}$  эти типы волн существовать не могут (см. анализ в разделе 4.1).

Нетрудно убедиться, что экстремумы  $\omega_m$  функции  $\omega(\mathbf{k})$  суть корни уравнения  $\omega_m^2 (\omega_m^2 - 4\Omega^2) = N^2 (\omega_m^2 - 4\Omega^2 \sin^2 \varphi)$ , где  $\varphi$  — географическая широта места; при  $N \gg \Omega$  получается  $\omega_{\min}^2 \approx 4\Omega^2 \sin^2 \varphi$  и  $\omega_{\max}^2 \approx N^2$ .

Движение жидкой частицы в волне с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ , лежащим, например, в меридиональной плоскости, происходит в плоскости, ортогональной  $\mathbf{k}$ , и описывается в ней координатами частицы  $x(t)$ ,  $y(t)$ , где ось  $x$  направлена на восток, а ось  $y$  лежит в меридиональной плоскости; линеаризованные ( $\varphi \approx \text{const}$ ) лагранжевы уравнения движения жидких частиц под действием сил Кориолиса и плавучести в ортогональной  $\mathbf{k}$  плоскости имеют вид [14]:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - 2\Omega \frac{dy}{dt} \cos(\varphi - \theta) = 0; \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + 2\Omega \frac{dx}{dt} \cos(\varphi - \theta) + yN^2 \cos^2 \theta = 0. \quad (4.2.3)$$

Их решением служат функции  $x = X \cos \omega t$ ,  $y = -Y \sin \omega t$ , где частота  $\omega$  дается формулой (4.2.2), а амплитуды находятся в отношении  $\frac{X}{Y} = \frac{2\Omega}{\omega} \cos(\varphi - \theta)$ , т. е. траектория жидкой частицы есть эллипс с малой осью на оси  $x$ . При  $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$  влияние сил плавучести (стратификации) исчезает, и остается чисто инерционное движение по окружности в горизонтальной плоскости с частотой  $\omega_{\min} = f$ . Отсюда видно, что зародившаяся в экваториальных водах гравитационная волна с фиксированной частотой  $\omega$  может распространяться по меридиану лишь до своей критической широты  $\varphi_k$ , находимой из условия  $2\Omega \sin \varphi_k = \omega$ , где она вырождается в чисто инерционное колебание с вертикальным волновым вектором  $\mathbf{k}$ .

Более детальное описание распространения внутренних гравитационных волн по меридиану (если оно нужно, несмотря на наблюдаемое быстрое затухание их когерентности по горизонтали) требует учета сферической кривизны Земли и



использования общей теории, изложенной в предыдущем параграфе. Такие расчеты проделал (при  $N = \text{const}$ ) Хьюджес [15]; аналитическую модель этих волн в сферической геометрии построили Манк и Филлипс [16], которые воспользовались уравнением для  $V^* = V \cos \varphi$ , получающимся из приливных уравнений Лапласа (4.1.7), имеющим вид

$$\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \cos \frac{\partial V^*}{\partial \varphi} + \left[ \varepsilon a^2 \Omega^2 \cos^2 \varphi \left( \frac{\omega^2}{\Omega^2} - 4 \sin^2 \varphi \right) - \frac{2m\Omega}{\omega} \cos^2 \varphi - m^2 \right] V^* = \frac{4\varepsilon a^2 \Omega \omega \sin \varphi \cos^2 \varphi}{m^2 - \varepsilon a^2 \omega^2 \cos^2 \varphi} \left( \frac{\omega \cos \varphi}{2\Omega} \frac{\partial V^*}{\partial \varphi} - m V^* \sin \varphi \right). \quad (4.2.4)$$

Выражение в квадратных скобках в левой части этого уравнения играет роль квадрата локального меридионального волнового числа  $\beta_*^2$ , тогда как  $\alpha_* = \frac{m}{\cos \varphi}$  есть локальное широтное волновое число, а при помощи уравнений (4.1.7), упрощенных в соответствии с условием  $\text{div } \mathbf{u} = 0$ , можно убедиться, что  $l = N\varepsilon^{1/2}$  играет роль локального вертикального волнового числа и что допускаемым дисперсионным соотношением дискретным значениям  $l$  отвечают большие безразмерные величины  $\gamma = 2a\Omega\varepsilon^{1/2}$ . Можно ожидать, что максимумы частотных спектров волн соответствуют экстремумам функции  $\omega(\alpha_*, \beta_*, \gamma)$  в трехмерном волновом пространстве [17]. Физически значимые экстремумы получаются при  $\omega = f$  и при  $\beta_* = 0$ . Второе из этих условий дает более точное, чем выше, определение критической широты  $\varphi_k$ , выше которой волны распространяться не могут, однако при  $\gamma \rightarrow \infty$  эта критическая широта стремится к значению, определяемому условием  $\omega = f$ . Поэтому максимума спектров рассматриваемых волн следует ожидать у инерционной частоты.

В [16] построено решение уравнения (4.2.4) в окрестности критической широты  $\varphi_k$ , справедливое с точностью до слагаемых порядка  $\gamma^{-4/3}$  (и по этому решению — решения уравнений динамики для  $u, v, \omega, p'$  и  $\rho'$ ). Оно выражается в функциях Эйри от аргумента  $\eta = \frac{\varphi - \varphi_k}{L} + \alpha_*^2 L^2 - \frac{\omega - 2\Omega \sin \varphi_k}{2L\Omega \cos \varphi_k}$ , где  $L = (\gamma^2 \sin 2\varphi_k)^{-1/3}$  — масштаб Эйри для широты  $\varphi_k$ . Для локального описания в [16] выбрана функция Эйри, не возрастающая при  $\eta \rightarrow \infty$  (чем исключаются ситуации, вероятно, кратковременные, в которых доминирующий максимум спектра волн не близок к инерционной частоте), и предпринята попытка объяснить последовательными экстремумами этой функции Эйри полосовую структуру изменений в работах [3, 4] спектров инерционных колебаний, иногда имеющих, кроме основного, также вторичные максимумы. Наблюдаемые малые пространственные масштабы когерентности инерционных колебаний в [16] предложено объяснять наличием многих мод колебаний с независимыми фазами. Тогда масштаб когерентности обратно пропорционален ширине интервала волновых чисел мод, и если последний порядка октавы, то вертикальный масштаб когерентности получается порядка 200 м, а горизонтальный — порядка масштаба Эйри  $L \sim 10$  миль.

Для чисто инерционных колебаний (с вертикальным волновым вектором) в работе [18] построена точная нелинейная теория, базирующаяся на уравнениях

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - 2\Omega v \sin \varphi - \frac{uv \operatorname{tg} \varphi}{a} &= 0; \\ \frac{dv}{dt} + 2\Omega u \sin \varphi + \frac{u^2 \operatorname{tg} \varphi}{a} &= 0, \end{aligned} \quad (4.2.5)$$



которые выгодно рассматривать как лагранжевы, полагая  $u = a \frac{d\lambda}{dt} \cos \varphi$  и  $v = a \frac{d\varphi}{dt}$ , где  $\varphi(t)$ ,  $\lambda(t)$  — сферические координаты движущейся жидкой частицы. Эти уравнения дают нелинейное сферическое обобщение уравнений (4.2.3) при  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Они имеют интегралы энергии и момента импульса:

$$u^2 + v^2 = u_0^2 + v_0^2; \\ (u + \Omega a \cos \varphi) a \cos \varphi = (u_0 + \Omega a \cos \varphi_0) a \cos \varphi_0, \quad (4.2.6)$$

где индексами «0» отмечены начальные значения функций от времени. Исключая  $u$  и полагая  $u_0 = U \cos \alpha$ ,  $v_0 = U \sin \alpha$ , для  $\mu = \sin \varphi$  получаем уравнение

$$\left( \frac{d\mu}{dt} \right)^2 = \omega^2 (\mu^2 - \mu_1^2) (\mu_2^2 - \mu^2); \quad (4.2.7)$$

$$\mu_{1,2}^2 = 1 - (\xi \pm \delta)^2; \quad \xi = \frac{U}{2a\Omega};$$

$$\delta = [(\cos \varphi_0 + \xi \cos \alpha)^2 + \xi^2 \sin^2 \alpha]^{1/2},$$

которое интегрируется в эллиптических функциях. Получающиеся траектории жидких частиц располагаются в широтной зоне, определяемой неравенством  $|\xi - \delta| \leq \cos \varphi \leq \xi + \delta$ ; при  $\xi + \delta \leq 1$  они не пересекают, а в противоположном случае пересекают экватор. Частота колебаний в первом случае определяется формулой

$$\omega = \pi \Omega \mu_2 \left[ K \left( \frac{\sqrt{\mu_2^2 - \mu_1^2}}{\mu_2} \right) \right]^{-1} \approx 2\Omega |\sin \varphi_0| \left( 1 - \xi \frac{\cos \varphi_0 \cos \alpha}{\sin^2 \varphi_0} \right), \quad (4.2.8)$$

где  $K(s)$  — полный эллиптический интеграл первого рода с модулем  $s$ , а в правой части использована малость  $\xi$  для реальных течений.

В заключение остановимся на механизме генерации инерционных колебаний. Упомянутая выше теория Хендершотта [4] об их резонансном возбуждении приливными процессами пригодна лишь для широт около  $30^\circ$ , где инерционный период близок к периоду полусуточного прилива, но и там она не объясняет резкой перемежаемости инерционных колебаний. Вебстер [1] приписывает их возбуждение атмосферным воздействиям — ветровому напряжению трения во время штормов (развитие инерционных колебаний именно после штормов подтверждается, например, наблюдениями Гонелла [19], связь их амплитуды с ветром — наблюдениями Ханкинса [20]), создающему эффект, который должен быстро затухать с глубиной (соответствующую теоретическую модель построил Поллард [21], упомянем также работу Беляева и Колесникова [22]), и изменениям атмосферного давления на поверхности океана, могущим сказаться на любых глубинах. Хассельман [23] отводит существенную роль в генерации инерционных колебаний нелинейному



взаимодействию между высокочастотными гравитационными волнами. Наконец, в [16] отмечено, что случайные распределенные источники возбуждения с шириной полосы инерционных частот порядка масштаба Эйри  $L$  дали бы слишком большую продолжительность жизни инерционных колебаний ( $L^{-1} \sim 100$  дней), а локальная когерентная генерация противоречила бы быстрому затуханию когерентности по горизонтали, так что свойства реального возбуждения должны быть промежуточными между этими двумя крайними случаями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Webster F. Observations of inertial-period motions in the deep sea.— „Rev. Geophys.“, 1968, vol. 6, No. 4, p. 473—490.
2. Day C. G., Webster F. Some current measurements in the Sargasso Sea.— „Deep-Sea Res.“, 1965, vol. 12, No. 6, p. 805—814.
3. Webster F., Fofonoff N. A compilation of moored current meter observations.— „Woods Hole Oceanogr. Inst. Ref.“, 1967, No. 67—66, vol. 3, pp. 105.
4. Hendershott M. C. Inertial oscillations of tidal period. Ph. D. Thesis, Harvard Univ., Cambridge, 1964.
5. Ямпольский А. Д. О внутренних волнах в Черном море по наблюдениям на многосуточной якорной станции.— «Труды ИОАН», 1960, т. 39, с. 111—126.
6. Ямпольский А. Д. О колебаниях гидрологических элементов с инерционным периодом.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1961, № 3, с. 445—452.
7. Ямпольский А. Д. О внутренних волнах в северо-восточной части Атлантического океана.— «Труды ИОАН», 1962, т. 56, с. 229—240.
8. Ямпольский А. Д. Методика расчета инерционных колебаний гидрологических элементов.— «Труды ИОАН», 1963, т. 66, с. 142—148.
9. Титов В. Б. Простейшие практические приемы оценки спектра приливных и инерционных течений в море.— «Океанология», 1968, т. 8, вып. 3, с. 514—520.
10. Титов В. Б. О некоторых особенностях мезомасштабных движений в океане.— «Океанология», 1973, т. 13, вып. 6.
11. Длительные измерения изменчивости физических полей на океанических полигонах как новый этап исследования океана.— «ДАН СССР», 1969, т. 186, № 5, с. 1070—1074. Авт.: В. Б. Штокман, М. Н. Кошляков, Р. В. Озмидов, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
12. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в тропической Атлантике.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 511—528. Авт.: Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францевич, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
13. Phillips O. M. Energy transfer in rotating fluids by refraction of inertial waves.— „Phys. Fluids“, 1963, vol. 6, No. 4, p. 513—520.
14. Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969. 267 с.
15. Hughes B. A. On internal waves in a rotating medium. Dissertation, Cambridge Univ., 1964.
16. Munk W., Phillips N. Coherence and band structure of inertial motion in the sea.— „Rev. Geophys.“, 1968, vol. 6, No. 4, p. 447—472.
17. Blandford R. Mixed gravity—Rossby waves in the oceans.— „Deep-Sea Res.“, 1966, vol. 13, No. 5, p. 941—962.
18. Монин А. С. О инерционных движениях на вращающейся сфере.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 10, с. 1035—1041.
19. Gonella J. A local study of inertial oscillations in the upper layers of the ocean.— „Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 8, p. 775—788.



20. Hunkins K. Inertial oscillations of Fletcher's ice island (T-3).—„J. Geophys. Res.“, 1967, vol. 72, No. 4, p. 1165—1183.
21. Pollard R. T. On the generation by winds of inertial waves in the ocean.—„Deep-Sea Res.“, 1970, vol. 17, No. 4, p. 795—812.
22. Беляев В. С., Колесников А. Г. О причине образования инерционных колебаний при чисто дрейфовых течениях. — «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1966, т. 2, № 10, с. 1104—1107.
23. Hasselmann K., Wave-driven inertial oscillations.—„Geophys Fluid Dyn.“, 1970, vol. 1, No. 4, p. 463—502.

### 4.3. Приливные колебания

До сих пор мы рассматривали лишь свободные колебания в океане, теперь же перейдем к рассмотрению приливных колебаний, т. е. вынужденных колебаний, создаваемых силами гравитационного притяжения Луны и Солнца и играющих в Мировом океане весьма существенную роль. Их теория восходит еще к Ньютону, Лапласу и Дж. Дарвину.

Потенциал  $U$  приливообразующей силы в точке Земли с геоцентрическим радиусом-вектором  $\mathbf{r}$ , создаваемой, скажем, Луной, можно

представить как разность ньютоновских потенциалов —  $\frac{Gm_{\text{л}}}{|\mathbf{r}_{\text{л}} - \mathbf{r}|}$  и —  $\frac{Gm_{\text{л}}}{r_{\text{л}}}$  притяжения ею единичной массы в точке  $\mathbf{r}$  и в центре

Земли за вычетом потенциала —  $\frac{Gm_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^2} r \cos \vartheta$  приблизительно однородного поля тяготения Луны, сообщаемого всей массе Земли ускорение  $\frac{Gm_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^2}$  по направлению геоцентрического радиуса-вектора Луны  $\mathbf{r}_{\text{л}}$ , т. е.

$$U_{\text{л}} = Gm_{\text{л}} \left( \frac{1}{r_{\text{л}}} - \frac{1}{|\mathbf{r}_{\text{л}} - \mathbf{r}|} + \frac{r \cos \vartheta}{r_{\text{л}}^2} \right) \approx \frac{3}{2} \frac{Gm_{\text{л}} r^2}{r_{\text{л}}^3} \left( \frac{1}{3} - \cos^2 \vartheta \right). \quad (4.3.1)$$

Здесь  $G$  — гравитационная постоянная;  $m_{\text{л}}$  — масса Луны;  $\vartheta$  — угол между векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}_{\text{л}}$ , т. е. зенитный угол Луны в точке  $\mathbf{r}$ , определяемый по формуле  $\cos \vartheta = \sin \varphi \sin \delta_{\text{л}} + \cos \varphi \cos \delta_{\text{л}} \cos (\tau_{\text{л}} - \pi)$ , где  $\varphi$  — географическая широта точки  $\mathbf{r}$ ,  $\delta_{\text{л}}$  — склонение Луны (угол между направлением на Луну и плоскостью экватора),  $\tau_{\text{л}}$  — часовой угол Луны (угол между плоскостью меридиана, проходящего через точку  $\mathbf{r}$ , и плоскостью, проходящей через Луну и полюсы мира, отсчитываемый к востоку от нижней кульминации Луны). Правая часть формулы (4.3.1) есть главный член разложения точного выражения для  $U$  в ряд по степеням  $\frac{r}{r_{\text{л}}} \approx \frac{1}{60}$ ; она пропорциональна полиному Лежандра второго порядка  $P_2(\cos \vartheta)$ . Аналогичный вид имеет потенциал приливообразующей силы, создаваемой Солнцем. Отношение солнечного и лунного потенциалов имеет поря-



док  $\frac{m_{\odot}}{m_{\text{д}}} \left( \frac{r_{\text{д}}}{r_{\odot}} \right)^3 \approx 0,46$ , так что солнечные приливы, грубо говоря, вдвое меньше лунных.

Подставляя вышеуказанное выражение для  $\cos \vartheta$  в правую часть формулы (4.3.1), получим

$$U_{\text{д}} \approx - \frac{3}{2} \frac{Gm_{\text{д}} r^2}{r_{\text{д}}^3} \left[ \frac{3}{2} \left( \sin^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \left( \sin^2 \delta_{\text{д}} - \frac{1}{3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin 2\delta_{\text{д}} \cos(\tau_{\text{д}} - \pi) + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi \cos^2 \delta_{\text{д}} \cos 2\tau_{\text{д}} \right]. \quad (4.3.2)$$

Первое слагаемое в квадратных скобках симметрично относительно земной оси и зависит от широты как  $P_2(\sin \varphi)$  (обращается в нуль на широтах  $\varphi = \pm 35^\circ 16'$ ); оно зависит от времени в основном благодаря множителю  $\sin^2 \delta_{\text{д}} - \frac{1}{3}$  и, следовательно, имеет период, равный половине периода склонения Луны, т. е. половине тропического месяца, 13,660791 средних солнечных суток (для солнечного прилива — половине тропического года, 182,62110 средних солнечных суток). Соответствующие приливы называют *длиннопериодными* (приливными колебаниями первого рода, по Лапласу). Отметим, что среднее по времени значение  $\sin^2 \delta_{\text{д}}$  не равно нулю, так что наклон орбиты Луны (или эклиптики) к экватору вносит в  $U$  некоторое постоянное слагаемое.

Второе слагаемое в (4.3.2) зависит от широты как присоединенная функция Лежандра  $P_2^1(\sin \varphi)$ ; оно обращается в нуль на экваторе и на меридиане, удаленном на  $90^\circ$  от возмущающего светила, а максимально на меридиане возмущающего светила на широтах  $\varphi = \pm 45^\circ$ . Это слагаемое зависит от времени прежде всего через часовой угол светила, что дает период, равный лунным или солнечным суткам, но на него налагается еще длиннопериодная зависимость от времени, в основном благодаря множителю  $\sin 2\delta_{\text{д}}$ . Соответствующие приливы называют *суточными* (колебаниями второго рода).

Третье слагаемое зависит от широты как присоединенная функция Лежандра  $P_2^2(\sin \varphi)$ ; оно обращается в нуль на меридианах, удаленных на  $45^\circ$  восточнее и западнее возмущающего светила. Зависимость этого слагаемого от времени через часовой угол светила имеет период в половину лунных или солнечных суток и амплитуду, пропорциональную  $\cos^2 \delta_{\text{д}}$  и поэтому максимальную, когда светило находится над экватором. Соответствующие приливы называют *полусуточными* (колебаниями третьего рода).

Приливные потенциалы Луны и Солнца, а также (в линейном приближении) соответствующие приливы алгебраически складываются. Поскольку лунные сутки на 50,47 мин длиннее солнечных, разность фаз между лунными и солнечными приливами все время нарастает, и амплитуда суммарного прилива меняется с периодом, равным половине синодического месяца (14,7653 солнечных



суток), т. е. промежутка времени между моментами, когда положения Луны и Солнца совпадают (новолуниями). Наибольшая амплитуда достигается в *сизигии* — через 1—2 дня (возраст прилива) после новолуний и полнолуний, наименьшая — в *квадратуры*, примерно через такой же интервал времени после первой и последней четвертей Луны.

Указанное неравенство амплитуд последовательных полусуточных приливов называется *полумесячным (фазовым)*. *Параллактическое (месячное)* неравенство создается изменениями  $r_{\odot}$  (вследствие отличия лунной орбиты от круговой) с периодом, равным *аномалистическому* месяцу (29,5546 солнечных суток); наибольший прилив здесь достигается обычно через 2—3 суток после момента наибольшей близости Луны к Земле (перигея Луны). *Деклинационное* неравенство с периодом в половину *тропического* месяца создается изменениями склонения Луны; наибольший прилив в этом цикле достигается вскоре после максимумов северного и южного склонения Луны, наименьший — вскоре после ее перехода через экватор. *Суточное* неравенство в высоте и времени наступления последовательных полных или малых вод имеет периодом тропический месяц; оно максимально вскоре после максимумов северного или южного склонения Луны. Имеются и длиннопериодные неравенства, из которых важнейшим является *Саросский цикл* около 18 лет 11 суток, соответствующий повторению одинакового расположения Солнца, Луны и узлов лунной орбиты на небесной сфере.

Все возможные неравенства приливов можно предвычислить, описав астрономическими методами зависимость от времени геоцентрических координат Луны ( $r_{\odot}$ ,  $\delta_{\odot}$ ,  $\tau_{\odot}$ ) и Солнца ( $r_{\odot}$ ,  $\delta_{\odot}$ ,  $\tau_{\odot}$ ) в точном выражении для суммарного потенциала приливообразующей силы  $U = U_{\odot} + U_{\odot}$ . Движение в системе Солнце—Земля—Луна характеризуется шестью независимыми периодами:  $\tau_1 = 24$  ч 50,47 мин (лунные сутки),  $\tau_2 = 27,321582$  суток (тропический месяц),  $\tau_3 = 365,242199$  суток (год),  $\tau_4 = 8,847$  года (период вращения *линии апсид* орбиты Луны, соединяющей ее перигей и апогей),  $\tau_5 = 18,613$  года (период вращения линии узлов орбиты Луны) и  $\tau_6 = 20\,940$  лет (период изменения долготы перигея Солнца из-за вращения линии узлов и линии апсид земной орбиты); если  $\omega_i$  — соответствующие частоты, то  $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$  есть суточная частота. Таким образом, потенциал  $U$  для данного места может быть разложен в тригонометрический ряд по времени, имеющий вид

$$U = \sum_n c_n \cos \left( \sum_{i=1}^6 n_i \omega_i t + \theta_n \right), \quad (4.3.3)$$

где  $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  и  $\mathbf{n} = (n_1, n_2, \dots, n_6)$ .

Дудсон [1] рассчитал 396 наиболее крупных членов этого ряда («приливов»), нумеруя их шестизначными индексами  $n_1, n_2+5, n_3+5, n_4+5, n_5+5, n_6+5$ . Главнейшими из постоянных и длиннопериодных приливов в этом разложении являются: постоянный лунный прилив, обозначаемый символом  $M_0$  и имеющий индекс Дудсона 055.555; постоянный солнечный прилив ( $S_0 = 055.555$ ); эллиптический прилив порядка  $S_0$  ( $Sa = 056.554$ ); деклинационный прилив к  $S_0$  ( $Ssa = 057.555$ ); эвекционный прилив к  $M_0$  ( $MSm = 063.655$ ); эллиптический прилив порядка  $M_0$  ( $Mm = 065.455$ ); вариационный прилив к  $M_0$  ( $MSf = 073.555$ ); деклинационный прилив к  $M_0$  ( $Mf = 075.555$ ).

Главнейшими из суточных приливов являются: вариационный прилив к  $O_1$  ( $\sigma_1 = 127.555$ ); эллиптический прилив порядка  $O_1$  ( $Q_1 = 136.655$ ); эвекцион-



ный прилив к  $O_1$  ( $\rho_1=137.455$ ); суточный главный лунный прилив ( $O_1=145.555$ ); эллиптический прилив порядка  $K_1$  ( $NO_1=155.655$ ); суточный главный солнечный прилив ( $P_1=163.555$ ); суточный главный деклинационный прилив ( $K_1=165.555$ ); эллиптический прилив порядка  $K_1$  ( $J_1=175.455$ ); суточный деклинационный прилив второго порядка ( $OO_1=185.555$ ).

Наконец, главнейшими из полусуточных приливов являются: эллиптический прилив второго порядка к  $M_2$  ( $2N_2=235.755$ ); большой вариационный прилив к  $M_2$  ( $\mu_2=237.555$ ); большой эллиптический прилив первого порядка к  $M_2$  ( $N_2=245.655$ ); большой эвекционный прилив к  $M_2$  ( $\nu_2=247.455$ ); полусуточный главный лунный прилив ( $M_2=255.555$ ); малый эллиптический прилив первого порядка к  $M_2$  ( $L_2=265.455$ ); большой эллиптический прилив первого порядка к  $S_2$  ( $T_2=272.556$ ); полусуточный главный солнечный прилив ( $S_2=273.555$ ); полусуточные деклинационные приливы к  $M_2$  и к  $S_2$  ( $K_2=275.555$ ). Упомянем еще третье — суточный главный лунный прилив ( $M_3=355.555$ ). Все приливы перечислены здесь в порядке возрастания их частот.

Конечно, потенциал приливообразующей силы — это еще не сам прилив. Однако в так называемой *статической* теории приливов принимается, что свободная поверхность океана практически мгновенно реагирует на приливообразующую силу и имеет равновесную форму  $z=\bar{\zeta}(\varphi, \lambda, t)$  эквипотенциальной поверхности  $U+g\bar{\zeta}=\text{const}$  ( $g\bar{\zeta}$  — потенциал силы тяжести, а  $\text{const}$  — величина, не зависящая от  $\varphi$  и  $\lambda$ ). Отсюда

$$\bar{\zeta} = -\frac{U}{g} + c(t). \quad (4.3.4)$$

«Поправка Дарвина»  $c(t)$  находится из условия обращения в нуль общего объема прилива в Мировом океане  $\int_S \bar{\zeta} d\Sigma = 0$ , где интегрирование распространено на всю площадь  $S$  Мирового океана. Значит,  $c = -\frac{1}{gS} \int_S U d\Sigma$ . Для океана, покрывающего всю

Землю,  $c=0$  и  $\bar{\zeta}$  отличается от  $U$  лишь постоянным множителем. С точностью правой части (4.3.1) такой «равновесный прилив» максимален (и равен  $\frac{2}{3}H$ , где, скажем, для Луны  $H_\Delta = \frac{3}{2} \frac{Gm_\Delta r^2}{gr_\Delta^3} \approx$

$\approx 53,7$  см) там, где возмущающее тело находится в зените или надире, и минимален (равен  $-\frac{1}{3}H$ ) там, где возмущающее тело

находится на горизонте. Для реального Мирового океана поправка  $c(t)$  рассчитана Томсоном и Тэйтом [2]; из-за нее момент наступления высокой воды в фиксированном месте может не совпадать с максимумом возмущающей силы. В рамках статической теории и в случае океана, покрывающего всю Землю, нетрудно учесть также поправку на тяготение приливных горбов воды, с точностью правой части формулы (4.3.1), сводящуюся к уменьшению  $U$  на величину  $\frac{3}{5} \frac{\rho}{\rho_*} g\bar{\zeta}$  и, следовательно, к увеличению  $\bar{\zeta}$

в  $\left(1 - \frac{3}{5} \frac{\rho}{\rho_*}\right)^{-1}$  раз, где  $\rho_*$  — средняя плотность земли и воды



(см., например [3, гл. VIII]); при  $\frac{\rho}{\rho_*} = 0,18$  она приводит к увеличению статического прилива на 12%.

Измерения приливных колебаний уровня моря осуществляются, прежде всего на береговых станциях (обычно у входов в портовые бухты) при помощи футштоков, дающих точность единичного измерения порядка 1 см. В мире имеется порядка  $10^4$  таких станций, десятки из которых накопили непрерывные ряды ежечасных измерений продолжительностью более 50 лет (содержащие в сумме порядка  $10^7$  отсчетов). Однако эти данные освещают только прибрежные районы, в которых особенности очертаний берегов и рельефа дна создают местные аномалии амплитуд и фаз приливов и наиболее развиты «шумы» (т. е. колебания уровня моря неприливного, особенно штормового происхождения). В последние годы для измерения приливов в открытом океане применяются донные *мареографы* с чувствительными датчиками давления (например, вибротронами); так, мареограф Манка и Снодграсса [4, 5] дает месячную запись с «шумом» порядка только  $10^{-3}$  от сигнала. Результаты измерений удобно подвергать гармоническому анализу, т. е. определять по ним статистическими методами амплитуды  $C_n$  и фазы  $\theta_n$  хотя бы главных членов ряда (4.3.3) в данном географическом пункте. Такой ряд с эмпирически определенными параметрами можно использовать для прогноза приливов в данном пункте. Этот *гармонический метод* был развит еще Кельвином и Дарвином (отметим, что его точность ограничивается прежде всего наличием «шумов»).

Из данных измерений видно, что статическая теория указывает правильно только частоты приливных колебаний, но амплитуды и фазы реальных приливов имеют мало общего с параметрами равновесного прилива (4.3.4). Фазы реальных приливов не совпадают с фазами приливообразующих сил, причем эта разность фаз может сильно изменяться от места к месту, иногда даже на много часов на небольшом расстоянии (например, на прибрежных мелководьях вследствие тормозящего действия донного трения на приливные течения приливы обычно сильно запаздывают по сравнению с близкими районами открытого океана). В ряде районов океана полусуточные и суточные приливы образуют *амфидромии*, т. е. волны с узловыми линиями, вращающимися с периодом прилива вокруг определенных географических точек (в модели Праудмэна [6] такая амфидромия образуется в прямоугольном бассейне при интерференции двух перпендикулярных стоячих волн с одинаковыми периодами и разностью фаз в четверть периода). Амплитуды приливов в центрах амфидромий и в узлах стоячих приливных волн уменьшаются почти до нуля, а на максимальных удалениях от этих точек возрастают до 1,5—2 м, в некоторых же пунктах побережий (особенно в сужающихся внутрь материка бухтах) могут превышать 10 м.

Этот неуспех статической теории приливов объясняется, конечно, тем, что она совершенно не учитывает свойств океана как механической системы — его инерции, вследствие которой поверх-



ность океана не может мгновенно реагировать на приливообразующие силы, резонансных свойств, т. е. возможности развития собственных колебаний с определенными периодами, скоростями распространения и способностью отражаться от берегов, и, наконец, сил трения. Можно предположить, что в области низких частот реакция океана на приливообразующие силы будет приближаться к статической. Однако измерения показывают, что двухнедельный лунный прилив  $M_f$  еще заметно отличается от равновесного — его амплитуды приблизительно на треть меньше статических значений, что может объясняться влиянием приливов в твердой Земле (которое и вообще часто необходимо учитывать при описании океанских приливов, как и обратное влияние последних на приливные деформации твердой Земли). Более того, по данным Ванша [7] приливы  $M_f$  и  $M_m$  имеют характер суперпозиций довольно коротких волн Россби, наиболее интенсивных в западных частях океанов; возможно, что это относится и к еще более длиннопериодным приливам [8].

Для построения адекватной теории приливных колебаний в океане необходимо использовать общие уравнения его динамики, которые в линейном приближении перечислены в разделе 4.1, добавив в правые части уравнений движения (4.1.1) градиент потенциала приливообразующих сил  $g\nabla\zeta$ . При этом уравнение неразрывности можно брать в виде  $\text{div } \mathbf{u} = 0$ , тем самым отфильтровывая акустические волны, но практически не искажая гораздо более долгопериодные приливные колебания. Такие уравнения будут описывать как приливные колебания поверхности океана  $z = \zeta(\varphi, \lambda, t)$ , так и внутренние волны с приливными периодами, весьма заметно выраженные в Мировом океане и возбуждаемые, по-видимому, приливными течениями (см. рис. 4.2.1, 4.2.2 и теорию в разделе 4.2, а также [9, § 5.7; 10, § 163]).

Поскольку вертикальные ускорения жидких частиц в приливных колебаниях очень малы по сравнению с ускорением силы тяжести (и, по-видимому, даже по сравнению с ускорением архимедовых сил  $g \frac{\rho'}{\rho_0}$ ), в теории приливов обычно используют квазистатическое приближение, т. е. заменяют третье уравнение движения (4.1.1) уравнением статики  $\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g$ ; при этом для обеспечения сохране-

ния энергии применяется и «традиционное приближение» для силы Кориолиса (см. обсуждение этих приближений в разделе 4.1, а также работу [8]). При описании внутренних волн с приливными периодами это приближение существенного упрощения не дает (в случае переменной глубины океана), но описание приливных колебаний однородного по плотности океана сильно упрощается.

Действительно, в однородном океане в квазистатическом приближении величина  $\frac{1}{\rho} \nabla_h p$  оказывается не зависящей от вертикальной координаты (см., например, работу [11]) и может быть



заменена на  $g\nabla_h \zeta$ ; горизонтальная скорость при этом также не будет зависеть от  $z$ . Интегрируя при этом условие уравнение неразрывности  $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$  по всей толще океана и исключая значения  $\omega$  на его поверхности и дне при помощи соответствующих кинематических условий, мы получим третье из следующих приливных уравнений Лапласа для однородного океана:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \sin \varphi &= -\frac{g}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\zeta - \bar{\zeta})}{\partial \lambda}; \\ \frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \sin \varphi &= -\frac{g}{a} \frac{\partial (\zeta - \bar{\zeta})}{\partial \varphi}; \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial u H}{\partial \lambda} + \frac{\partial v H \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) &= 0,\end{aligned}\quad (4.3.5)$$

где  $H$  — глубина океана; в отличие от предыдущих глав,  $\zeta$  отсчитывается от невозмущенного уровня моря *вверх*. Для свободных колебаний ( $\bar{\zeta} = 0$ ) в океане постоянной глубины ( $H = \text{const}$ ) при  $p' = g\zeta$  и  $\varepsilon = \frac{1}{gH}$  отсюда получаются уравнения (4.1.7), которые поэтому

мы также называли приливными уравнениями Лапласа. Решению уравнений (4.3.5) посвящена значительная часть динамической теории приливов, в которой исследуются аналитические решения для простейших геометрических моделей океанов, позволяющие получить ряд качественных выводов об особенностях приливов, и строятся численные решения для океанов с реальными очертаниями берегов и рельефа дна.

Рассматривая колебания с заданной частотой  $\omega$ , характеристики которых зависят от времени по закону  $e^{-i\omega t}$ , и исключая из системы (4.3.5) функции  $u$  и  $v$ , получаем следующее уравнение для функции  $\zeta$ :

$$\begin{aligned}\Delta^* (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{a^2 \omega^2}{gH} \zeta &= 0; \\ \Delta^* &= \frac{\omega^2}{H \cos \varphi} \left[ \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{H \cos \varphi}{\omega^2 - f^2} \left( \frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{if}{\omega \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\omega^2 - f^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} H \left( \frac{if}{\omega} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \right].\end{aligned}\quad (4.3.6)$$

При  $H = \text{const}$  оператор  $\Delta^*$  превращается в приливный оператор Лапласа, который в случае  $\Omega = 0$  вырождается в двумерный оператор Лапласа на поверхности единичной сферы. В последнем случае в плоской модели свободные волны будут описываться уравнением  $\Delta_h \zeta + \frac{\omega^2}{gH} \zeta = 0$ , и, следовательно, элементарные волны  $\zeta \sim$

$\sim e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$  будут иметь фазовые скорости  $\frac{\omega}{k} = \sqrt{gH}$ , как и поверхностные волны, длинные по сравнению с глубиной  $H$ . Таким образом, теория приливных уравнений (4.3.5) оказывается частью теории



длинных волн. Заметим, что скорости распространения свободных волн  $\sqrt{gH}$  в глубоком океане имеют тот же порядок величины, что и скорости  $\Omega a \cos \varphi$  создаваемого вращением Земли распространения приливообразующих возмущений; это служит качественным объяснением образования амфидромий.

Для уравнения (4.3.6) нужно при известной из статической теории функции  $\bar{\zeta}(\varphi, \lambda)$  решать краевую задачу с условием равенства нулю на береговой линии нормальной к ней компоненты скорости движения (которое легко записывается в терминах первых производных от функции  $\bar{\zeta}$ ). Аналитические решения отыскивались преимущественно для океана постоянной глубины (и в немногих работах — глубины  $H$ , зависящей только от широты), покрывающего весь земной шар или ограниченного фиксированными параллелями и меридианами.

Так, Кельвин и Дарвин показали, что в океане постоянной глубины на всем земном шаре длинопериодные приливы оказываются по меньшей мере вдвое меньше статических и совпадают по фазе с возмущающей силой (для полярных и зональных бассейнов соответствующие решения построили Голдсброу [12, 13] с помощью рядов по степеням  $\sin \varphi$  и Сретенский [14] с помощью асимптотических разложений). Для суточных приливов ( $\omega \approx \Omega$ ), зависящих от долготы по закону  $e^{i\lambda}$ , получается  $\bar{\zeta} \equiv 0$ , но приливные течения имеют место (в полярных же и зональных бассейнах, по Голдсброу, суточные приливы  $\bar{\zeta} \neq 0$  существуют и оказываются даже больше полусуточных). Для полусуточных приливов ( $\omega \approx 2\Omega$ ), зависящих от долготы по закону  $e^{2i\lambda}$ , существуют такие резонансные глубины  $H_k$ , что при  $H > H_k$  приливы совпадают по фазе с возмущающей силой и с ростом  $H$  стремятся к статическим, а при  $H < H_k$  они находятся в противофазе с возмущающей силой (по Голдсброу, в полярных бассейнах  $H_k$  мало, и при реальных  $H > H_k$  полусуточные приливы далеки от резонансных). Резонансные ситуации подробно исследованы Хафом [15].

Реальные океаны значительно лучше моделируются бассейнами, ограниченными двумя меридианами. Для полусуточных приливов в таком бассейне с углом  $60^\circ$  между меридианами и глубиной  $H = H_0 \cos^2 \varphi$  (модель Атлантики) Голдсброу [16] нашел резонанс при  $H_0 = 7610$  м, т. е. при средней глубине 5080 м, близкой к реальной; для такого же бассейна постоянной глубины он рассчитал карту полусуточного лунного прилива  $M_2$ , оказавшуюся симметричной относительно экватора и среднего меридиана с четырьмя амфидромиями в каждом полушарии, причем вне полярных районов приливы получились значительно больше статических. Колборн [17] аналогично исследовал суточные приливы, у которых  $\bar{\zeta}$  оказалось малым. Дудсон и Праудмэн [18] изучили приливы  $K_1$  и  $K_2$  в полусферическом бассейне и установили существенную зависимость амфидромий от его глубины. Росситер [19] и Аккад и Пекерис [20] рассмотрели бассейны, ограниченные двумя меридианами и двумя параллелями. Праудмэн [21] указал способ формулировки краевых условий на прямолинейных жидких границах бассейнов по известным значениям  $\bar{\zeta}$  на берегах; он был использован Фэйрберном [22] для расчета приливов на индоокеанском экваторе, но Сретенский [23] показал, что ошибки в береговых данных могут нарушать сходимость используемых в этом методе рядов Фурье.

Численные решения уравнения (4.3.6) для реальных океанов строятся прежде всего для приливов  $M_2$ ,  $S_2$ ,  $K_1$  и  $K_2$  при использовании в качестве краевых условий наблюдаемых приливов на берегах [24, 25] или обращения на них в нуль нормальной скорости [20, 26, 27, 28], комбинации этих двух условий [29] или при заданном коэффициенте отражения приливных волн от берегов [30].



В настоящее время расчеты производятся на четырехградусных сетках. Получаемые значения  $\zeta$  изображаются на картах (рис. 4.3.1), на которых проводятся *котидальные* линии (т. е. линии одинаковых фаз данного прилива) и линии одинаковой амплитуды прилива [рафа́з данного прилива] и линии одинаковой амплитуды прилива [рафа́з данного прилива] и линии одинаковой амплитуды прилива [рафа́з данного прилива]. Начиная с Харриса (1904 г.), такие карты строились методами полуэмпирической интерполяции береговых и островных данных. На этих картах наглядно видны амфи́дромии. Дальнейшие уточнения таких карт требуют описания эффектов, связанных с деталями границ океана, — захвата приливных волн шельфами, хребтами и островами, а также описания придонного трения и переходов энергии во внутренние волны. Последние два эффекта приводят к диссипации кинетической энергии приливов. Суммарная диссипация энергии приливов в океанах и в твердой Земле должна быть равной работе, совершаемой в единицу времени моментом  $\mathbf{K}$  приливообразующих сил  $\mathbf{F}$ ; например, для лунных приливов  $\mathbf{K} = m_{\text{л}} \mathbf{r}_{\text{л}} \times \mathbf{F}$ , и  $\varepsilon =$

$= -\mathbf{K} \cdot (\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{v})$ , где  $\boldsymbol{\Omega}$  и  $\mathbf{v}$  — векторы угловых скоростей вращения Земли и обращения Луны, а черточка над скалярным произведением означает осреднение по времени. Расчет Макдональда [31] по этому методу (см. также книгу [32]) дал значение  $\varepsilon = 2,76 \cdot 10^{19}$  эрг/с. Диссипация океанских приливов, происходящая в наибольшей степени на мелководьях (где приливные течения сильно тормозятся придонным трением), оценивалась разными методами, из которых, по-видимому, наиболее аккуратен подсчет входящих и исходящих потоков энергии на внешних границах мелководий. Миллер [33] получил этим методом суммарную диссипацию приливной энергии на всех мелководьях мира, равную  $1,7 \cdot 10^{19}$  эрг/с (в том числе  $0,24 \cdot 10^{19}$  эрг/с в Беринговом и  $0,2 \cdot 10^{19}$  эрг/с в Охотском морях).

Решение  $\zeta(\varphi, \lambda, t)$  приливных уравнений Лапласа (4.3.5) (или более полных, в том числе нелинейных, приливных уравнений) можно рассматривать как функционал от определяемого астрономическими методами поля приливообразующих сил, описываемого функцией  $\bar{\zeta}(\varphi, \lambda, t)$ . Этот функционал можно представить в виде функционального ряда по степеням функции  $\bar{\zeta}$ , т. е.

$$\begin{aligned} \zeta(M, t) = & \int_0^\infty d\tau_1 \int W_1(M; M_1, \tau_1) \bar{\zeta}(M_1, t - \tau_1) \times \\ & \times d\sum(M_1) + \int_0^\infty d\tau_1 \int_0^\infty d\tau_2 \int \int W_2(M; M_1, \tau_1; M_2, \tau_2) \times \\ & \times \bar{\zeta}(M_1, t - \tau_1) \bar{\zeta}(M_2, t - \tau_2) d\sum(M_1) d\sum(M_2) + \dots, \end{aligned} \quad (4.3.7)$$

где  $M, M_1, M_2, \dots$  — точки на поверхности единичной сферы;  $d\sum(M)$  — элемент этой поверхности в точке  $M$ ;  $W_1, W_2, \dots$  — функции линейной, билинейной и т. д. реакции океана на дельтообразные возмущения в соответствующих пространственно-временных точках (в рамках линейной теории в этом ряде сохраняется, конечно, только первое слагаемое). Функции реакции зависят только от свойств океана, но не от свойств возмущающей функции  $\bar{\zeta}$ , определяемой астрономическими факторами, так что представление (4.3.7) позволяет разделить геофизические и астрономические эффекты. Более того, в  $\bar{\zeta}$  теперь можно включить не только гравитационные возмущения с фиксированными частотами, но и, например,



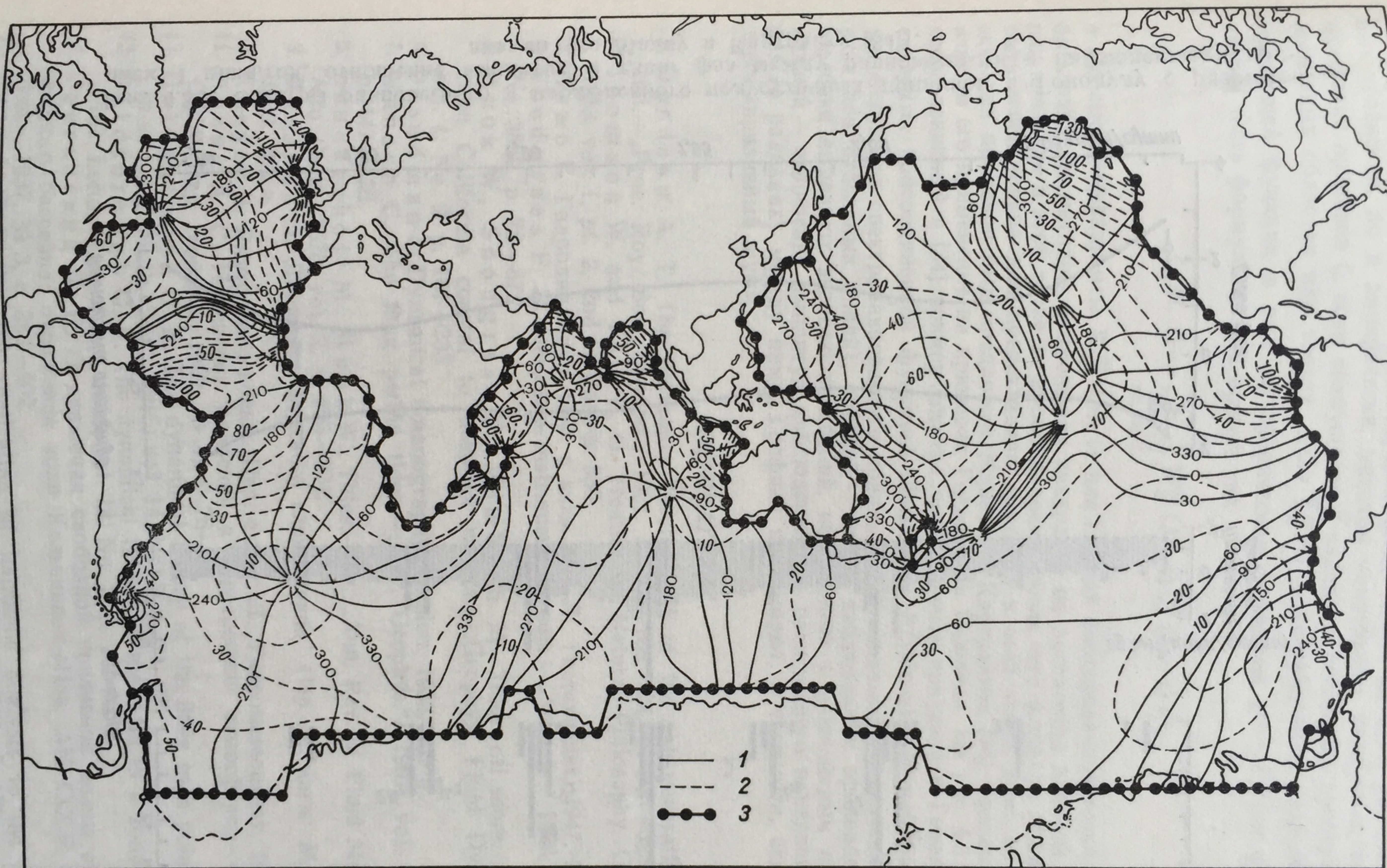


Рис. 4.3.1. Карта полусуточного главного лунного прилива в Мировом океане (по Богданову и Магарику [24]).

1 — котидажные линии (изофазы прилива в градусах); 2 — изоамплитуды в см; 3 — граничные точки берегов.



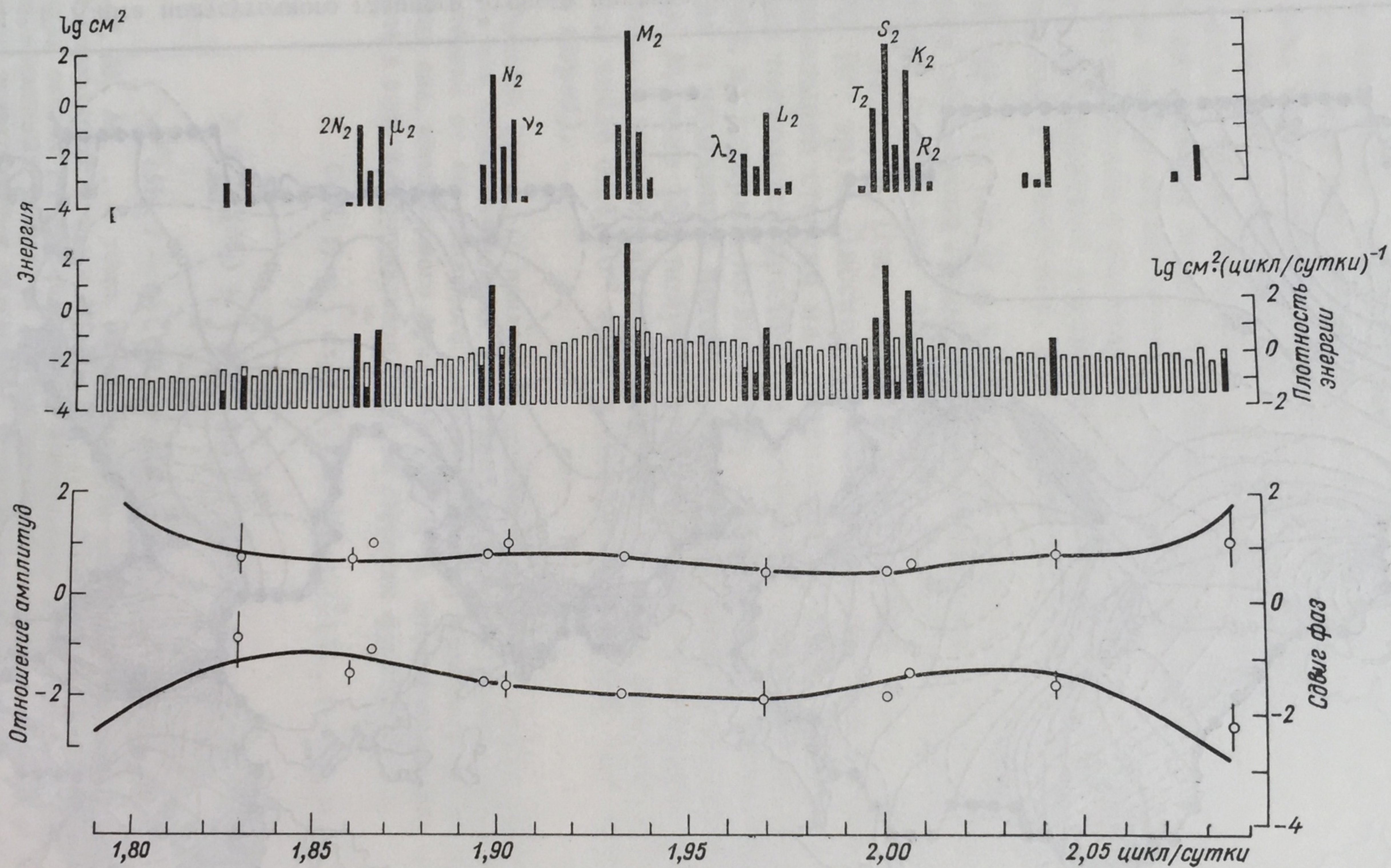


Рис. 4.3.2. Спектры равновесного и наблюдаемого полусуточных приливов в Гонолулу с разрешением 1 цикл/год, отношение амплитуд и сдвиг фаз между равновесными и наблюдаемыми приливами (по Манку и Картрайту [34]).

метеорологическая  
порождающие  
функции при  
нык уравнения  
измерений об  
временных ф  
мудалей ф  
найма часть  
и весовые ко  
быть найдены  
или приливов  
быть использо  
сказаны при  
вавшим его  
использован  
сравнений пр  
демонстриру  
вина для от  
столбики вы  
нижний — о  
фаз (в ради  
здесь «прили

1. Doodss  
2. Thom  
3. Lam  
4. Snod  
5. Munk  
6. Prou  
7. Wups  
8. Hend  
9. Fild  
10. Krau  
11. Mon  
12. Goss  
13. Gou  
14. Rro  
15. Hoz  
16. Hoz  
17. Hoz  
18. Hoz  
19. Hoz



метеорологические возмущения и с линейным, и с непрерывным спектром, порождающие «приливный шум».

Функции реакции  $W$  можно определять не только методом решения приливных уравнений, но и эмпирически, методом наименьших квадратов, по данным измерений приливов  $\zeta$ , если возмущения  $\bar{\zeta}$  заданы в некоторых пространственно-временных областях или точках. Если  $\bar{\zeta}_n^m(t)$  — коэффициенты разложения возмущающей функции в ряд по сферическим функциям  $e^{im\lambda} P_n^m(\sin \varphi)$ , то линейная часть формулы (4.3.7) примет вид

$$\zeta(M, t) = \sum_{m, n} \int_0^\infty W_n^m(M, \tau) \bar{\zeta}_n^m(t - \tau) d\tau, \quad (4.3.8)$$

и весовые коэффициенты  $W_n^m(M, \tau)$  для каждой фиксированной точки  $M$  смогут быть найдены методом наименьших квадратов по достаточно длинной регистрации приливов в этой точке за прошлое время, после чего формула (4.3.8) сможет быть использована для предсказания приливов в этой точке. Этот метод предсказания приливов был предложен Манком и Картрайтом [34], продемонстрировавшим его применение на примерах Гонолулу и Ньюлина. На рис. 4.3.2 показан использованный в [34] пример спектра полусуточных приливов в Гонолулу, описываемых присоединенной функцией Лежандра  $P_2^2(\sin \varphi)$ . Верхний график здесь демонстрирует спектр равновесного прилива (с буквенными обозначениями Дарвина для отдельных линий), средний — спектр наблюдаемых приливов (черные столбики выделяют энергию колебаний, когерентных с равновесным приливом), нижний — отношение амплитуд наблюдаемого и равновесного приливов и сдвиг фаз (в радианах) между ними. Графики показывают, в частности, сколь велик здесь «приливный шум».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Doodson A. T. The harmonic development of the tide-generating potential.—„Proc. Roy. Soc. London“, 1921, A 100, No. 704, p. 305—329.
2. Thomson W. and Tait P. G. Treatise on Natural Philosophy. Cambridge, 1883, vol. 1, pt. 2, 2nd edition, p. 386.
3. Ламб Г. Гидродинамика. Пер. с англ. М.—Л., Гостехиздат, 1947. 928 с.
4. Snodgrass F. E. Deep-sea instrument capsule.—„Science“, 1968, vol. 162, No. 3850, p. 78—87.
5. Munk W., Snodgrass F., Wimbush M. Tides off-shore: transition from California coastal to deep-sea waters.—„Geophys. Fluid Dyn.“, 1970, vol. 1, No. 2, p. 161—235.
6. Proudman J. Dynamical oceanography. London, 1953, 409 p.
7. Wunsch C. The long period tides.—„Rev. Geophys.“, 1967, vol. 5, No. 4, p. 447—476.
8. Hendershott M., Munk W., Tides.— In: „Ann. Rev. of Fluid Mech.“, Palo Alto, Calif., 1970, vol. 2, p. 205—224.
9. Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969. 267 с.
10. Краусс В. Внутренние волны. Пер. с нем. Л., Гидрометеиздат, 1968. 272 с.
11. Монин А. С. Изменения давления в баротропной атмосфере.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1952, № 4, с. 76—85.
12. Goldsbrough G. R. The dynamical theory of the tides in a polar basin.— „Proc. Lond. Math. Soc.“, 1915, vol. 14, No. 2, p. 31—66.
13. Goldsbrough G. R. The dynamical theory of the tides in a zonal ocean.— „Proc. Lond. Math. Soc.“, 1915, vol. 14, No. 2, p. 207—229.
14. Сретенский Л. Н. О движении свободной приливной волны внутри полярного бассейна; отражение волн Кельвина.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1937, № 3, с. 383—402.
15. Hough S. S. On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of tides.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1897, A 189, p. 201—257; 1898, A 191, p. 139—185.



16. Goldsborough G. R. The tides in ocean on a rotating globe.—„Proc. Roy. Soc. London“, 1928, A 117, No. 778, p. 692—718; 1929, A 122, No. 789, p. 228—245; 1929, A 126, No. 800, p. 1—15; 1933, A 140, No. 841, p. 241—253; 1950, A 200, No. 1061, p. 191—200.
17. Colborn D. C. The diurnal tide in an ocean bounded by two meridians.—„Proc. Roy. Soc. London“, 1931, A 131, No. 816, p. 38—52.
18. Doodson A. T., Proudman J. Tides in oceans bounded by meridians.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1936, A 235, No. 753, p. 290—333; 1938, A 237, No. 779, p. 311—373; 1940, A 238, No. 797, p. 477—512.
19. Rossiter J. R. On the application of relaxation methods to oceanic tides.—„Proc. Roy. Soc. London“, 1958, A 248, No. 1255, p. 482—498.
20. Accad Y., Pekeris C. L. The  $K_2$  tide bounded by meridians and parallels.—„Proc. Roy. Soc. London“, 1964, A 278, No. 1372, p. 110—128.
21. Proudman J. A theorem in tidal dynamics.—„Phil. Mag.“, 1925, vol. 49, No. 6, p. 570—579.
22. Fairbairn L. A. The semi-diurnal tides along the equator in the Indian ocean.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1954, A 247, No. 927, p. 191—212.
23. Сретенский Л. Н. О методе интегрирования уравнений приливов, предложенном Фэйрберном.—«Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1962, № 7, с. 947—954.
24. Богданов К. Т., Магарик В. А. Численное решение задачи о распространении полусуточных приливных волн ( $M_2$  и  $S_2$ ) в Мировом океане.—«ДАН СССР», 1967, т. 172, № 6, с. 1315—1317.
25. Hendershott M. C. The numerical integration of Laplace's tidal equations in idealized ocean basins.—In: Proc. Symp. Math. Hydrodyn. Invest. Phys. Processes in the Sea, Moscow, 1966, p. 8—12.
26. Hansen W. Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmondtide  $M_2$  in der Nordsee.—Deutsche Hydrogr. Z. Ergänzungsheft 1, 1952, S. 1—46.
27. Hansen W. Hydrodynamical methods applied to oceanographic problems.—In: Symp. Math. Hydrodyn. Methods Phys. Oceanogr., Hamburg, 1962, p. 25—34.
28. Pekeris C. L., Accad Y. Solution of Laplace's equations for the  $M_2$  tide in the world ocean.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1969, A 265, No. 1165, p. 413—436.
29. Тирон К. Д., Сергеев Ю. Н., Мичурин А. Н. Карта приливов Тихого, Атлантического и Индийского океанов.—«Вестник МГУ», 1967, т. 24, вып. 4, с. 123—135.
30. Gohin F. P. A. Etude des marées océaniques à l'aide de modèles mathématiques.—In: Symp. Math. Hydrodyn. Methods Phys. Oceanogr., Hamburg, 1962, p. 179—194.
31. MacDonald G. J. Tidal friction.—„Rev. Geophys.“, 1964, vol. 2, No. 3, p. 467—541.
32. Монин А. С. Вращение Земли и климат. Л., Гидрометеиздат, 1972. 112 с.
33. Miller G. R. The flux of tidal energy out of deep oceans.—„J. Geophys. Res.“, 1966, vol. 71, No. 10, p. 2485—2490.
34. Munk W. H., Cartwright D. E. Tidal spectroscopy and prediction.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1966, A 259, No. 1105, p. 533—581.

#### 4.4. Суточные колебания радиационного происхождения

Изменения солнечной радиации в течение суток приводят к суточным колебаниям температуры морской воды. Возможны также суточные колебания испарения и солености воды, но их измерения требуют очень чувствительной аппаратуры, и таких исследований крайне мало.

Первые специальные наблюдения за дневным прогревом верхнего слоя воды в открытом океане были выполнены экспедицией на «Метеоре» в 1925—1927 гг. [1, 2], более поздние наблюдения [3—7] проведены в основном в последнее десятилетие. Они показали, что



при отсутствии квазиоднородного слоя или при его малой толщине эффект дневного прогрева маскируется существующей термической стратификацией. При этом величину дневного прогрева и глубину распространения суточной температурной волны определить трудно. Амплитуда суточных колебаний температуры воды в открытом океане при одной и той же стратификации зависит от облачности и скорости ветра.

Шотт (см. в [7]) приводит следующие данные об амплитудах суточных колебаний температуры поверхности моря, полученные по наблюдениям в тропической Атлантике:

Ветер и облачность	Амплитуда суточных колебаний температуры, °С		
	средн.	макс.	мин.
Умеренный или свежий ветер:			
облачно . . . . .	0,39	0,6	0,0
ясно . . . . .	0,71	1,1	0,3
Штиль или слабый ветер:			
облачно . . . . .	0,93	1,4	0,6
ясно . . . . .	1,59	1,9	1,2

Амплитуда суточных колебаний температуры поверхности моря существенно меняется в пространстве и во времени. Так, по данным 44 станций, около Британских островов средняя величина суточных колебаний температуры воды составляла 0,2°С в декабре и 0,69°С в мае [7]. По данным кораблей погоды в Тихом океане, на станциях «Экстра» (39° с. ш., 153° в. д.) и «Танго» (29° с. ш., 135° в. д.) [8] средние годовые значения амплитуд суточных колебаний оказались равными соответственно 0,28 и 0,45°С. Экстремумы суточных колебаний приходились на 14 и 5 ч. Сезонные изменения суточных колебаний температуры поверхности оказались наименьшими зимой (0,14°С для станции «Экстра» и 0,3°С для станции «Танго») и наибольшими летом (0,54 и 0,67°С соответственно). Было обнаружено также, что летом дневной максимум приходится на 15 ч, зимой — на 13 ч.

Ниже приводятся амплитуды суточных колебаний температуры

Станции	Средняя широта	Январь—февраль	Март—апрель	Май—июнь	Июль—август	Сентябрь—октябрь	Ноябрь—декабрь
„М“, „А“	64,0	0,22	0,47	0,61	0,61	0,36	0,17
„J“, „B“	57,9	0,31	0,53	0,81	0,69	0,42	0,22
„C“	52,7	0,33	0,64	0,72	0,75	0,42	0,33
„D“	44,0	0,61	0,83	1,06	1,22	0,89	0,50
„E“, „H“	35,9	0,75	1,06	1,36	1,47	1,03	0,72



воздуха (в градусах) по данным кораблей погоды в Северной Атлантике, просуммированным Роллем [9]:

Амплитуды колебаний температуры поверхности воды будут меньше. Из таблицы видно, что минимальные значения амплитуд приходятся на зиму, а максимальные — на лето и что с уменьшением широты амплитуды возрастают и эти выводы можно, без сомнения, отнести и к колебаниям температуры воды.

Чтобы рассчитать глубину проникновения суточных колебаний температуры, необходимо провести специальные исследования в период существования развитого верхнего квазиоднородного слоя с определением составляющих теплового баланса поверхностного слоя океана, турбулентного обмена скрытым и явным теплом между

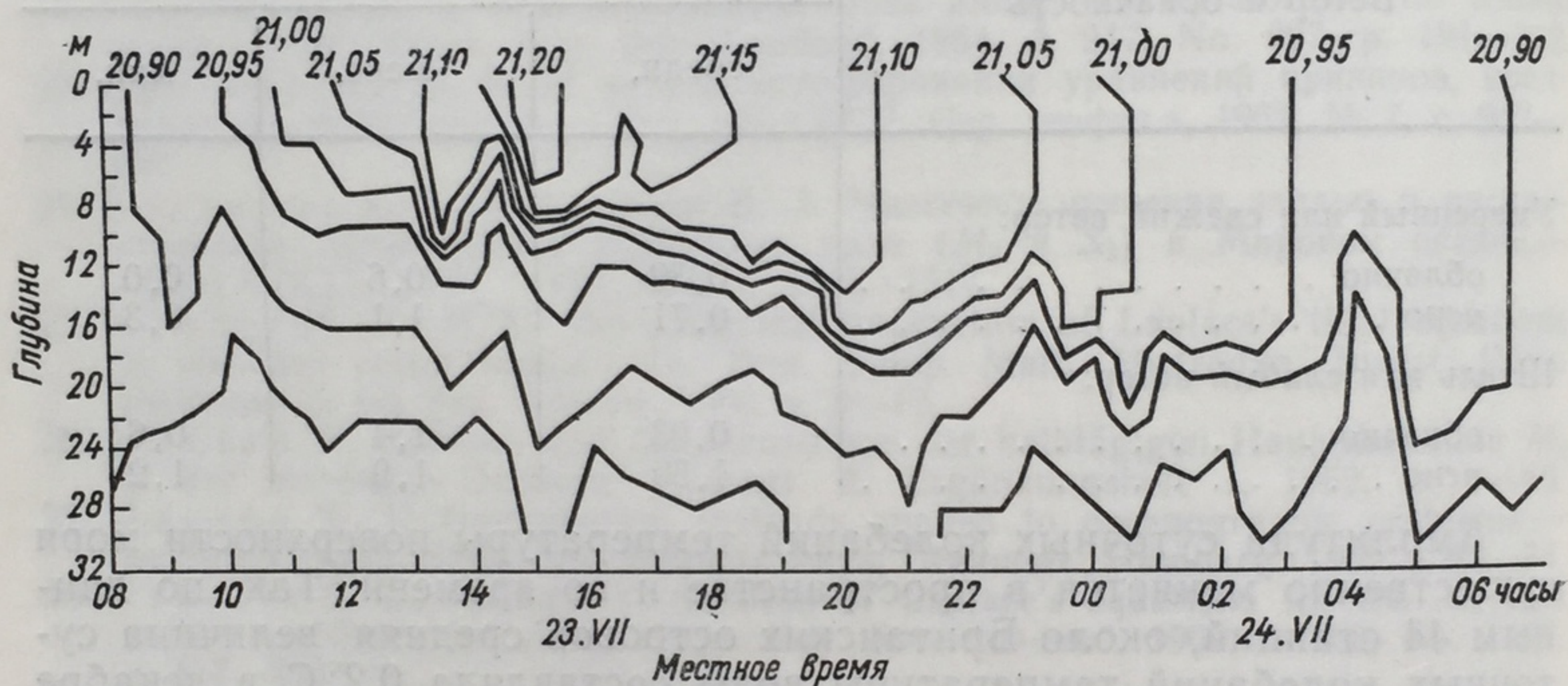


Рис. 4.4.1. Суточный прогрев верхнего слоя океана (по Хау и Тэйту [5]). Изо-термы ( $^{\circ}\text{C}$ ) построены по измерениям через каждые 30 мин 23—24 июля 1966 г.

океаном и атмосферой и коэффициента вертикального перемешивания в поверхностном слое. В качестве примера суточных колебаний температуры воды в верхнем слое Атлантического океана ( $34^{\circ}35'$  с. ш.,  $21^{\circ}09'$  з. д.) рассмотрим рис. 4.4.1 из работы Хау и Тэйта [5]. Он показывает, что суточный прогрев проник на глубину около 20 м, тогда как первоначальная толщина однородного слоя превышала 32 м. Суточный термоклин сформировался на глубине 14 м, и за период с 8 до 23 ч теплозапас слоя выше этой глубины составлял 83% общего притока тепла. Однако глубина проникновения суточного прогрева может существенно зависеть от широты, толщины однородного слоя и начальной стадии турбулизации в море. По данным Дефанта [1], эта глубина составляет около 50 м, по данным Федорова [6] — 35—40 м, а по данным [3—5] — не превышает 30 м.

Развитие суточного термоклина в миниатюре напоминает развитие сезонного термоклина (см. рис. 4.4.1). Поэтому Федоров [6] применил теорию, разработанную для формирования сезонного термоклина, и рассчитал толщину однородного слоя для суточного слоя скачка, используя формулы Крауса и Тэрнера [10] и Китайго-



родского [11]. Он получил хорошее совпадение с фактическими данными. В настоящее время еще нет теоретической модели, полностью объясняющей роль всех процессов в формировании суточного термодинамика, но есть работы [12—14], позволяющие по наблюдениям в приводном слое моря рассчитывать суточные колебания температуры воды. В качестве исходных данных для такого расчета достаточно знания суточного хода температуры воздуха, приходящей суммарной радиации с учетом альбедо поверхности моря и термических характеристик воды и воздуха; в расчетах принимается, что адвективный перенос отсутствует и перенос тепла в море осуществляется только турбулентностью и лучистым путем; считается, что слой скачка плотности расположен ниже глубины распространения суточных колебаний, и коэффициент турбулентного обмена принимается постоянным.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Defant A. Die Gezeiten inneren und Gezeitenwellen des Atlantischen Ozeans. D. Atlan. Exped. „Meteor“, 1925—27.—Wiss. Ergeb., 1932, Bd. 7, H. 1, S. 318.
2. Kuklbrodt E. und Reger J. Die meteorologischen Beobachtungen. D. Atlant. Exped. „Meteor“, 1925—27.—Wiss. Ergeb., 1938, Bd. 14, S. 215—392.
3. Shonting D. H. Some observations of short-term heat transfer through the surface layers of the ocean.—„Limnol. and. Oceanogr.“, 1964, vol. 9, No. 4, p. 576—588.
4. Stommel H., Saunders K., Simmons W. and Cooper J. Observation of the diurnal thermocline.—„Deep-Sea Res.“, 1969, Suppl. to vol. 16, p. 269—284.
5. Howe M. R. and Tait K. J. Some observations of the diurnal heat wave in the ocean.—„Limnol. and Oceanogr.“, 1969, vol. 14, No. 1, p. 16—22.
6. Fedorov K. N. On the summer daily heating and diurnal heat budget of the upper ocean layer.—In: Studi in onore di Giuseppina Aliverti, Napoli, 1972, p. 27—40.
7. Sverdrup H. U., Johnson M. W. and Fleming R. H. The oceans, their physics, chemistry and general biology. Prentice-Hall, 1955, 1087 p.
8. Koizumi M. Researches on the variations of oceanographic conditions in the region of the ocean weather station „Extra“ in the North Pacific ocean.—„Papers Meteorol. Geophys.“, 1956, vol. 7, No. 2, p. 144—154.
9. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. Пер. с англ. Л., Гидрометеиздат, 1968. 399 с.
10. Kraus E. B. and Turner J. S. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II —„Tellus“, 1967, vol. 15, No. 1, p. 98—106.
11. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеиздат, 1970. 284 с.
12. Доброклонский С. В. О суточном ходе температуры поверхностного слоя моря и тепловых потоках на границе раздела море—атмосфера.—„ДАН СССР“, 1944, т. 45, № 9, с. 391—394.
13. Колесников А. Г. Вычисление суточного хода температуры поверхности моря.—„ДАН СССР“, 1947, т. 57, № 2, с. 149—152.
14. Колесников А. Г. и Пивоварова В. А. Вычисление суточного хода температуры моря по суммарной радиации и температуре воздуха.—„ДАН СССР“, 1955, т. 102, № 2, с. 261—264.



## 5

### ГЛАВА

## СИНОПТИЧЕСКАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ

### 5.1. Наблюдения

Синоптическая изменчивость океана характеризуется временными масштабами от нескольких до десятков суток\*, горизонтальными масштабами порядка 50—100 км и скоростями порядка 10 см/с; по-видимому, она вносит основной вклад в изменчивость Мирового океана. Систематическое изучение синоптической изменчивости океана началось лишь с конца 50-х годов нашего века, когда стали осуществляться продолжительные (многосуточные) наблюдения за течениями с помощью самописцев, устанавливаемых на буйковых станциях, поплавков нейтральной плавучести, электромагнитного измерителя течений (ЭМИТ) и т. д. Особенности временных и пространственных масштабов вихрей, формирующих синоптическую изменчивость океана, обуславливают ряд требований к наблюдениям. Так, в случае измерений течений на буйковых станциях, по существу, необходимы длительные наблюдения одновременно на нескольких буйковых станциях, расположенных соответствующим образом на акватории изучаемого района (полигон). Большие трудности организации подобного рода наблюдений и объясняют чрезвычайно слабую изученность «синоптических» вихрей.

В нашей стране инициатором организации длительных измерений физических характеристик на морских и океанских полигонах явился В. Б. Штокман, который еще в 30-е годы понял необходимость и значимость подобных наблюдений. В 1935 г. им были проведены длительные наблюдения на Каспийском море. По его предложению в 1956 г. был осуществлен полигон на Черном море и в 1958 г. первый океанский полигон в Северной Атлантике. После этих работ стало очевидным, что океанские полигоны являются важнейшим средством изучения изменчивости океана. В 60-х годах под руководством Штокмана была составлена долговременная программа полигонных исследований. В соответствии с этой программой в 1967 г. проводился полигон в северо-западной части Индийского океана и в 1970 г. Атлантический полигон. В табл. 5.1.1,

\* Характерный временной масштаб естественно считать равным одной четверти (или  $1/2\pi$ ) характерного периода рассматриваемых колебаний.



Таблица 5.1.1. Хронологическая сводка многосуточных наблюдений за течениями

Страна	Год	Район наблюдений	Глубина, м	Количество суток	Характер наблюдений
Германия, Дания, Швеция, Финляндия	1931	Южная часть Каттегата	30	8	Синхронные наблюдения с 5 судов [1]
СССР	1935	Северо-западная часть Каспийского моря	30—50	30	Наблюдения с заякоренного судна [2]
СССР	1956	Черное море	260	18	Наблюдения на одной буйковой станции [3]
СССР	1958	Северо-восточная часть Северной Атлантики	3000	30	Полигон из 3 буйковых станций [4]
США	1961—1962	Океанографический разрез от Вудс-Хола до Бермудских островов	200—4500	От нескольких суток до 233 суток	Наблюдения на 13 буйковых станциях [5, 6]
США	1962	В районе Бермудских островов	5000	От нескольких суток до 113 суток	Наблюдения на 12 буйковых станциях [6, 7]
США	1963	Экваториальная зона Атлантики (29—32° з. д.)	3000—5000	5—58	Наблюдения на 26 буйковых станциях [7, 8]
США	С 1965 по настоящее время	Станция «D» (39° 20' с. ш., 70° 00' з. д.)	2600	Непрерывная запись порядка 6 месяцев; перерывы в записи порядка 2 месяцев	Буйковая станция [7]
СССР	1967	Северо-западная часть Индийского океана	4500—5000	70	Наблюдения на полигоне из 7 буйковых станций [9]
США	1967	Датский пролив		35	Наблюдения на 6 буйковых станциях [10]



Страна	Год	Район наблюдений	Глубина, м	Количество суток	Характер наблюдений
Норвегия	1967	Норвежское море (66° с. ш., 1—5° в. д.)	750—2500	43—45	Наблюдения на 4 буйковых станциях [11]
Англия	1967	Северо-восточная часть Атлантического океана, станция «В» (45° с. ш., 8° з. д.)	4900	5—33	Наблюдения на 5 буйковых станциях [12, 13]
Англия	1969	Северо-восточная часть Атлантического океана, станция «N» (47° 34' с. ш., 8° 20' з. д.)	2000	72	Наблюдения на одной буйковой станции [13]
США	1969	Гольфстрим (36—37° с. ш., 70° з. д.)	4000—4500	60	Наблюдения на 4 буйковых станциях (как часть общей программы по изучению меандров Гольфстрима) [14]
СССР	1970	Центральная часть Атлантического океана (16° 30' с. ш., 33° 30' з. д.)	5100—5700	195	Наблюдения на полигоне из 17 буйковых станций [15]
Англия	1970	Северо-восточная часть Атлантического океана станция «J» (52° 30' с. ш., 20° 00' з. д.)	3000	9—12	Наблюдения на 3 буйковых станциях [13, 16]
СССР	1972	Экваториальная зона Тихого океана (2° 30' ю. ш. — 2° 30' с. ш., 166° 30' в. д.)	4000—4500	17	Наблюдения на разрезе из 6 буйковых станций



составленной нами для общей ориентировки и потому не претендующей на исчерпывающую полноту, приводится хронологическая сводка продолжительных инструментальных наблюдений за течениями на буйковых станциях (к сожалению, не все эти наблюдения пригодны для изучения синоптической изменчивости).

По-видимому, впервые о «синоптических» вихрях океанологи стали говорить после наблюдений Своллоу за дрейфом поплавков нейтральной плавучести (см. [17—19]). Однако и сейчас для выявления синоптических колебаний с периодами порядка месяца и более имеется крайне мало наблюдений. Поэтому большой интерес представляет работа Томпсона [20], использовавшего длительный ряд наблюдений на станции «D» в Западной Атлантике (более 3 лет, но с большими перерывами в наблюдениях) для оценки энергии колебаний с такими периодами. Для этого Томпсон разработал специальную методику оценки спектра по ряду наблюдений со случайно расположенными пустотами. Вообще, если имеется стационарный случайный процесс  $u(t)$ , то его энергия  $\overline{u^2(t)}$  (черта сверху означает вероятностное среднее) может быть представлена как

$$\overline{u^2(t)} = \int_0^{\infty} E_u(\omega) d\omega, \quad (5.1.1)$$

где  $E_u(\omega) d\omega$  — доля энергии процесса  $u(t)$ , приходящаяся на частотный интервал  $\omega, \omega + d\omega$  (см. [21] § 11).

Так как энергетически значимый частотный диапазон обычно очень растянут, то формулу (5.1.1) удобно переписать в виде

$$\overline{u^2(t)} = 1/(\ln 10) \int_{-\infty}^{+\infty} \omega E_u(\omega) d \lg \omega, \quad (5.1.2)$$

и теперь уже  $\omega E_u(\omega) d \lg \omega$  характеризует энергию процесса  $u(t)$  в интервале  $(\lg \omega, \lg \omega + d \lg \omega)$ .

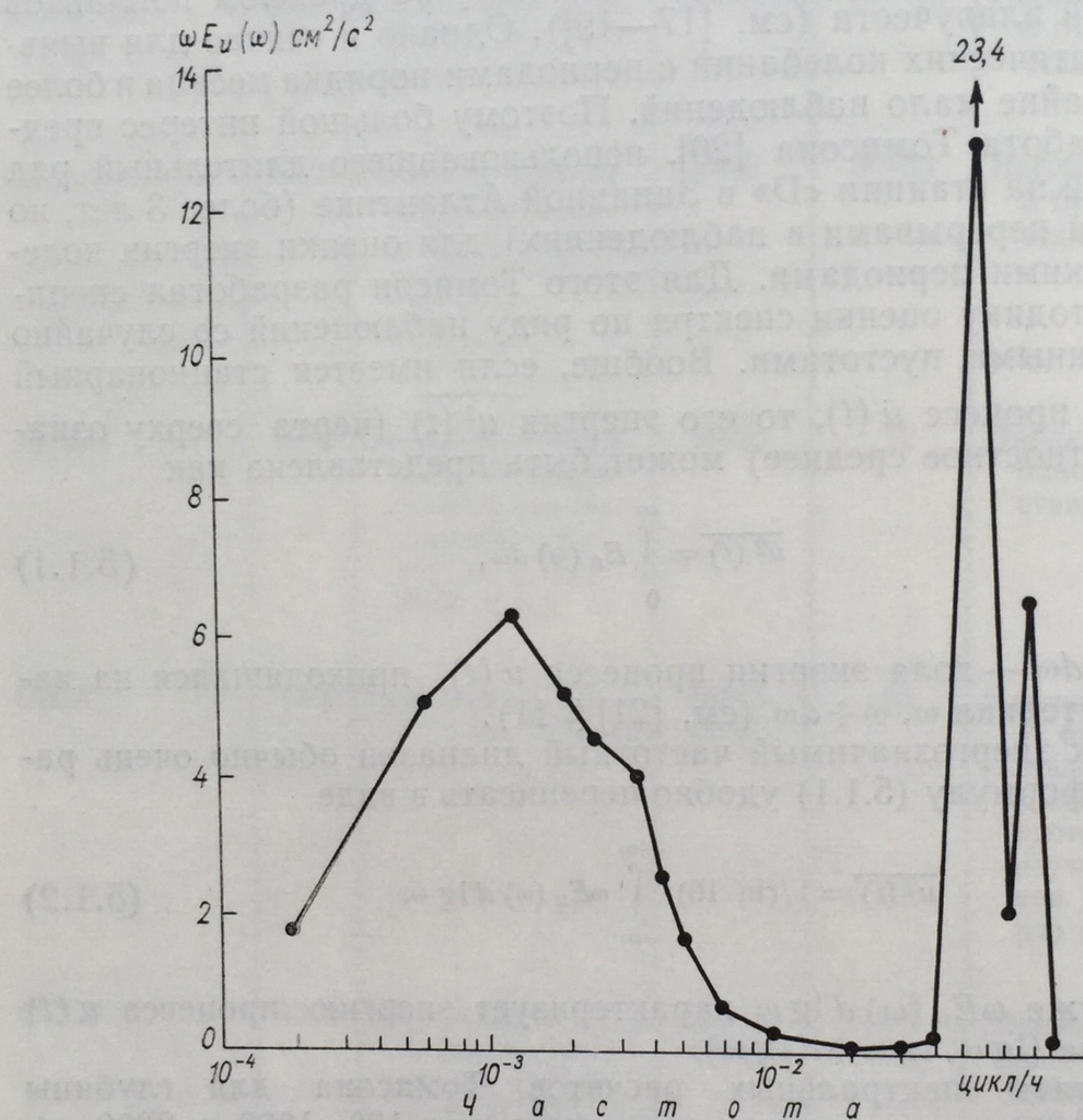
Результаты спектральных расчетов Томпсона для глубины 500 м (аналогичные расчеты проведены для 100, 1000 и 2000 м) в координатах  $\lg \omega, \omega E_u \omega$  изображены на рис. 5.1.1, заимствованном нами из работы Райнса [22]. Из этой же работы мы приводим спектр температурных флюктуаций (рис. 5.1.2), построенный Ваншем [23] по различным группам измерений у Бермудских островов. Можно предположить, что оба спектра типичны для открытого океана (других примеров подобного типа спектров сейчас в литературе, по-видимому, нет).

На обоих рисунках отчетливо видно, что существенная энергия сосредоточена в интервале периодов от 15 до 100 суток (рис. 5.1.1) и от 40 до 200 суток (рис. 5.1.2). Это и есть синоптический интервал периодов (характерные временные масштабы от нескольких суток до десятков суток). Кроме того, на рис. 5.1.1 хорошо заметен глубокий энергетический минимум, отделяющий синоптический максимум энергии от энергетических максимумов, характеризующих



полусуточные (приливные) и инерционные колебания. Ясно также, что в синоптическом интервале частот сосредоточена энергия, значительно превосходящая энергию полусуточных и инерционных колебаний.

Для оценки распределения энергии по пространственным масштабам приведем спектр флюктуаций температуры поверхности





Ясно также, что энергия, значительная для инерционных процессов, имеет огромный масштаб. Поверхности

вадет наличие энергетического пика для масштабов порядка 100 км. Существенный интерес представляет рис. 5.1.4, заимствованный нами из обзора Фофонова и Вебстера [26] американских наблюдений за течениями в Западной Атлантике; этот рисунок отчетливо

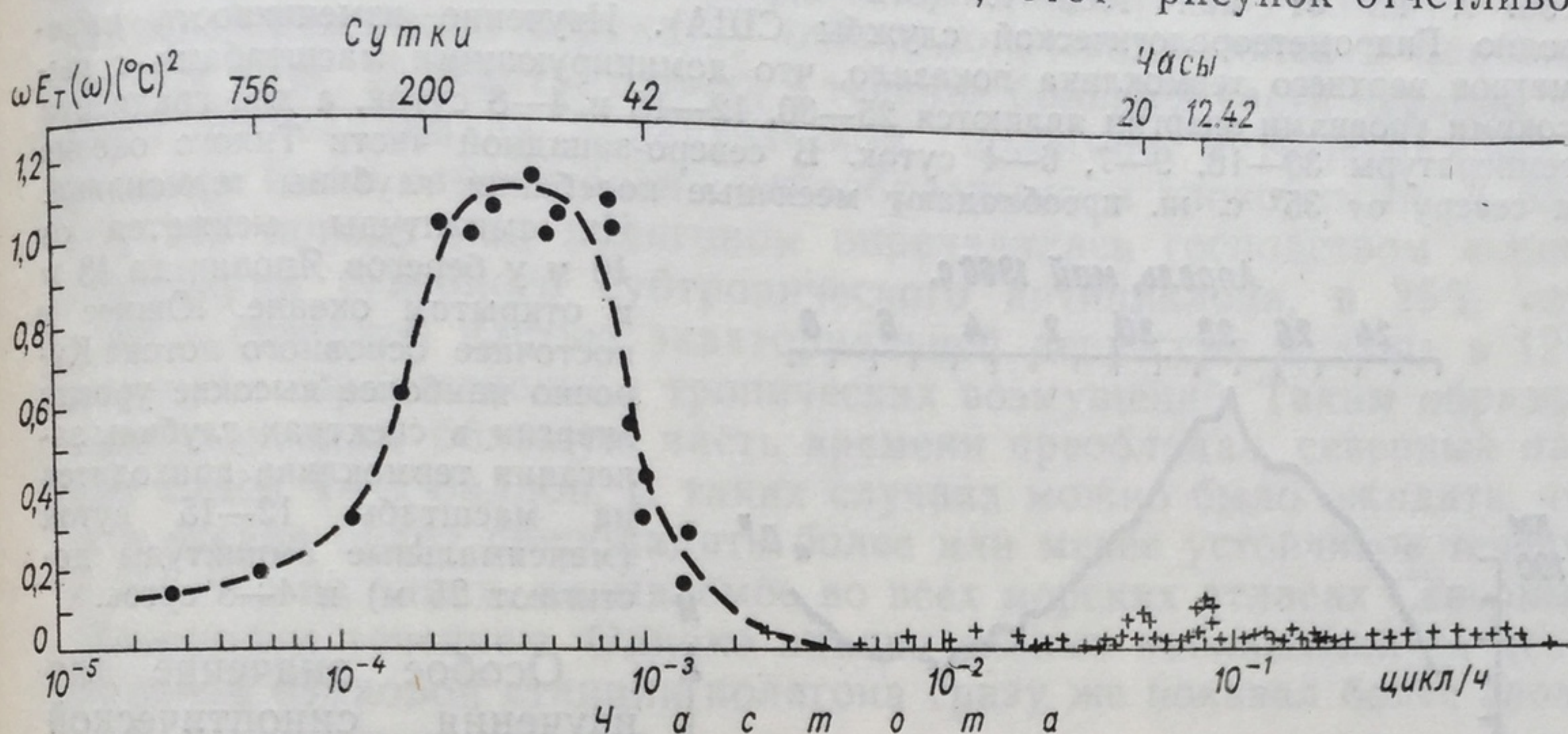


Рис. 5.1.2. Спектр флуктуаций температуры у Бермудских островов (по Райнсу [22]).

Точки и крестики обозначают различные группы данных; пунктирная кривая проведена ориентировочно.

демонстрирует существование в океане колебаний с длиной волны порядка 100 км и периодом примерно две недели. На двух станциях, расположенных на расстоянии 370 км (вне Гольфстрима, по разные стороны от него), по существу, были зарегистрированы синфазные колебания с двухнедельным периодом (возможно, обусловленные колебаниями самого Гольфстрима).

В восточной части Атлантики наблюдения за течениями суммированы Гоулдом [13]; здесь также прослеживаются колебания с периодами порядка месяца. Интересный материал по синоптической изменчивости приводят Саускан [27, 28] и Волженков и Истошин [29]. Сравнительно недавно Ледер [30] провел анализ данных многостанционных (3—15 суток) гидрологических станций, выполненных главным образом советскими экспедициями в Северной Атлантике за период с 1958 по 1965 г. В работе [31] для исследования

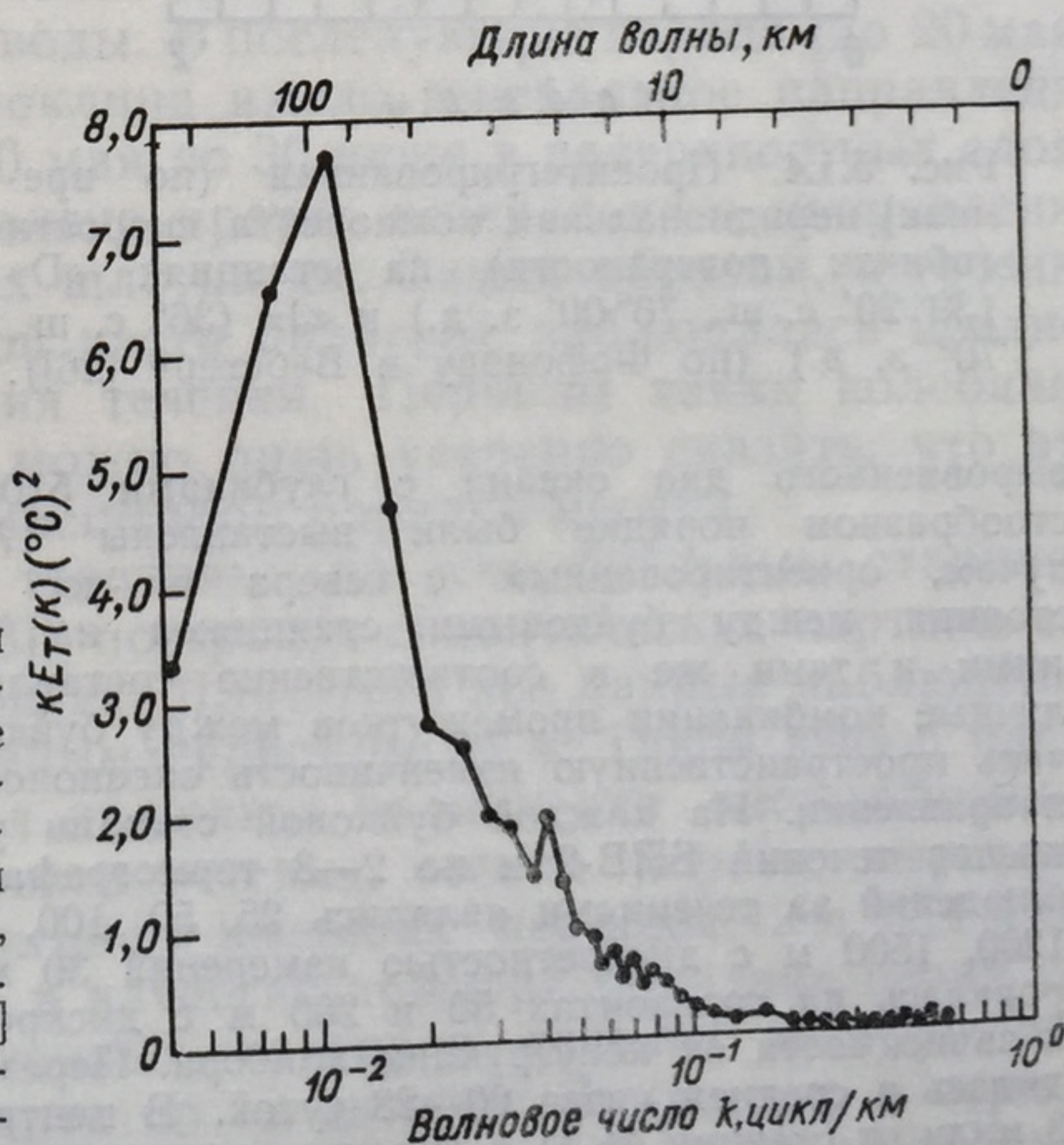


Рис. 5.1.3. Одномерный пространственный спектр флуктуаций температуры поверхности Ионического моря 15 мая — 4 июня 1968 г. (по Саундерсу [24]).



Страна	Год	Район наблюдений	Глубина, м	Количество суток	Характер наблюдений
Норвегия	1967	Норвежское море (66° с. ш., 1—5° в. д.)	750—2500	43—45	Наблюдения на 4 буйковых станциях [11]
Англия	1967	Северо-восточная часть Атлантического океана, станция «В» (45° с. ш., 8° з. д.)	4900	5—33	Наблюдения на 5 буйковых станциях [12, 13]
Англия	1969	Северо-восточная часть Атлантического океана, станция «N» (47° 34' с. ш., 8° 20' з. д.)	2000	72	Наблюдения на одной буйковой станции [13]
США	1969	Гольфстрим (36—37° с. ш., 70° з. д.)	4000—4500	60	Наблюдения на 4 буйковых станциях (как часть общей программы по изучению меандров Гольфстрима) [14]
СССР	1970	Центральная часть Атлантического океана (16° 30' с. ш., 33° 30' з. д.)	5100—5700	195	Наблюдения на полигоне из 17 буйковых станций [15]
Англия	1970	Северо-восточная часть Атлантического океана станция «J» (52° 30' с. ш., 20° 00' з. д.)	3000	9—12	Наблюдения на 3 буйковых станциях [13, 16]
СССР	1972	Экваториальная зона Тихого океана (2° 30' ю. ш. — 2° 30' с. ш., 166° 30' в. д.)	4000—4500	17	Наблюдения на разрезе из 6 буйковых станций



составленной нами для общей ориентировки и потому не претендующей на исчерпывающую полноту, приводится хронологическая сводка продолжительных инструментальных наблюдений за течениями на буйковых станциях (к сожалению, не все эти наблюдения пригодны для изучения синоптической изменчивости).

По-видимому, впервые о «синоптических» вихрях океанологи стали говорить после наблюдений Своллоу за дрейфом поплавков нейтральной плавучести (см. [17—19]). Однако и сейчас для выявления синоптических колебаний с периодами порядка месяца и более имеется крайне мало наблюдений. Поэтому большой интерес представляет работа Томпсона [20], использовавшего длительный ряд наблюдений на станции «D» в Западной Атлантике (более 3 лет, но с большими перерывами в наблюдениях) для оценки энергии колебаний с такими периодами. Для этого Томпсон разработал специальную методику оценки спектра по ряду наблюдений со случайно расположенными пустотами. Вообще, если имеется стационарный случайный процесс  $u(t)$ , то его энергия  $\overline{u^2(t)}$  (черта сверху означает вероятностное среднее) может быть представлена как

$$\overline{u^2(t)} = \int_0^{\infty} E_u(\omega) d\omega, \quad (5.1.1)$$

где  $E_u(\omega) d\omega$  — доля энергии процесса  $u(t)$ , приходящаяся на частотный интервал  $\omega, \omega + d\omega$  (см. [21] § 11).

Так как энергосодержащий частотный диапазон обычно очень растянут, то формулу (5.1.1) удобно переписать в виде

$$\overline{u^2(t)} = 1/(\ln 10) \int_{-\infty}^{+\infty} \omega E_u(\omega) d \lg \omega, \quad (5.1.2)$$

и теперь уже  $\omega E_u(\omega) d \lg \omega$  характеризует энергию процесса  $u(t)$  в интервале  $(\lg \omega, \lg \omega + d \lg \omega)$ .

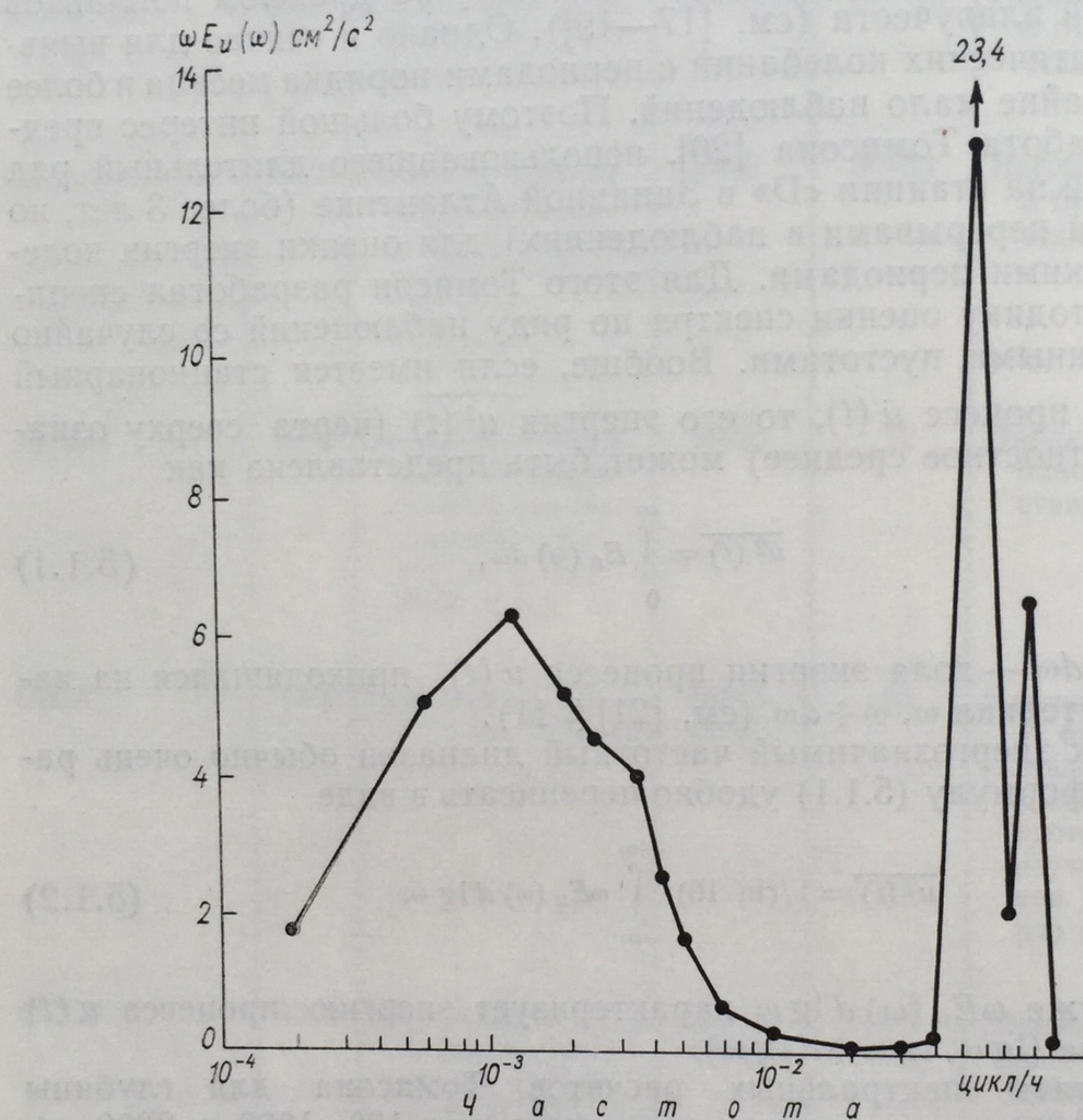
Результаты спектральных расчетов Томпсона для глубины 500 м (аналогичные расчеты проведены для 100, 1000 и 2000 м) в координатах  $\lg \omega, \omega E_u \omega$  изображены на рис. 5.1.1, заимствованном нами из работы Райнса [22]. Из этой же работы мы приводим спектр температурных флуктуаций (рис. 5.1.2), построенный Ваншем [23] по различным группам измерений у Бермудских островов. Можно предположить, что оба спектра типичны для открытого океана (других примеров подобного типа спектров сейчас в литературе, по-видимому, нет).

На обоих рисунках отчетливо видно, что существенная энергия сосредоточена в интервале периодов от 15 до 100 суток (рис. 5.1.1) и от 40 до 200 суток (рис. 5.1.2). Это и есть синоптический интервал периодов (характерные временные масштабы от нескольких суток до десятков суток). Кроме того, на рис. 5.1.1 хорошо заметен глубокий энергетический минимум, отделяющий синоптический максимум энергии от энергетических максимумов, характеризующих



полусуточные (приливные) и инерционные колебания. Ясно также, что в синоптическом интервале частот сосредоточена энергия, значительно превосходящая энергию полусуточных и инерционных колебаний.

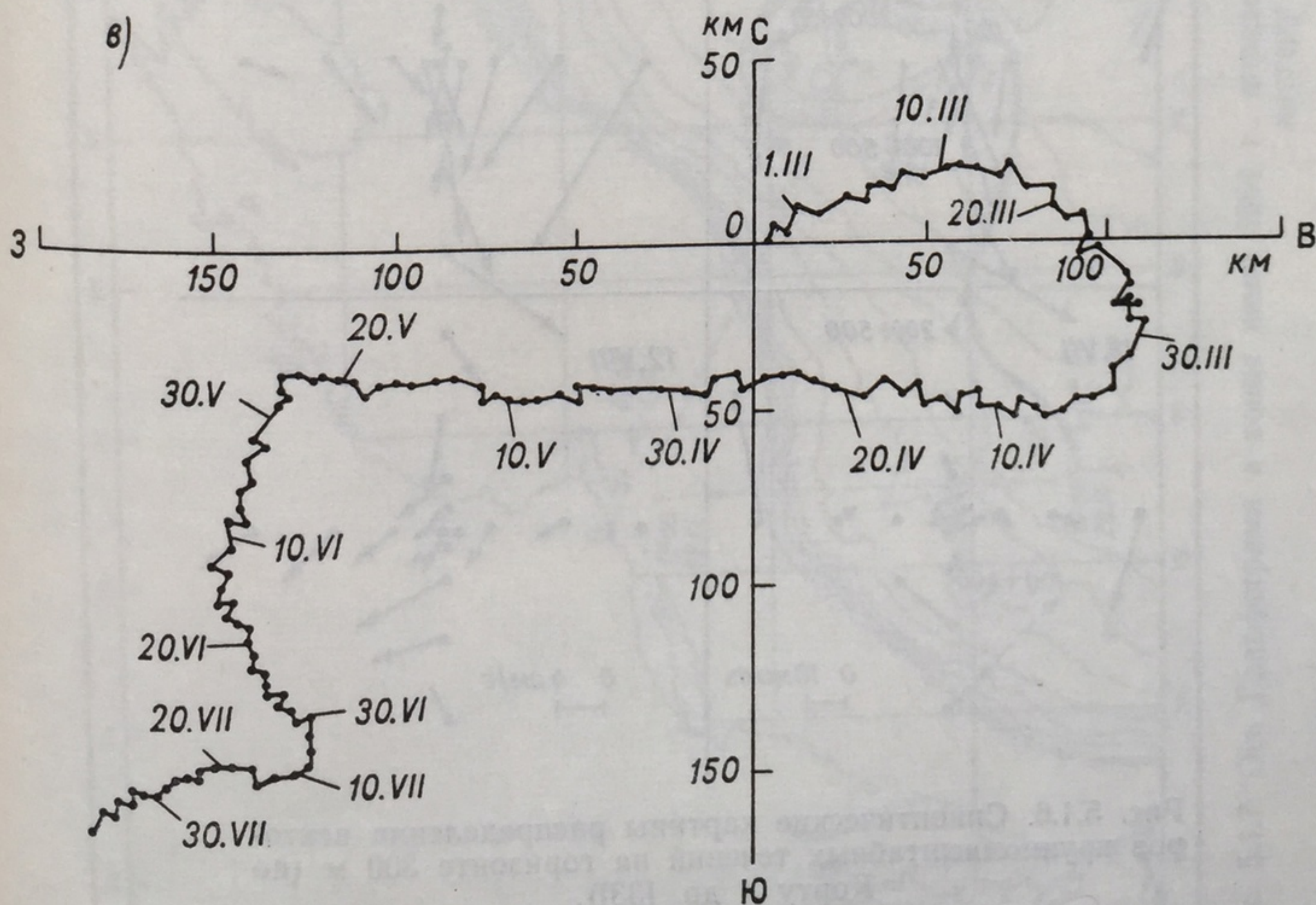
Для оценки распределения энергии по пространственным масштабам приведем спектр флуктуаций температуры поверхности





однако и последний размер был, очевидно, больше горизонтального размера полигона, т. е. 113 миль. Скорость течения в поле возмущения достигала 25 см/с. Согласно приближенной оценке, выполненной по построенным синоптическим картинам, поступательное перемещение вихря осуществлялось примерно в направлении  $240^\circ$  со скоростью около 4 см/с.

Картина течений для марта на горизонте 300 м позволяет сделать вероятное предположение о том, что описанному выше антициклоническому возмущению предшествовало возмущение того же знака; с другой стороны, картина для августа наводит на мысль о существовании циклонического возмущения, двигавшегося вслед за «главным антициклоническим вихрем». Таким образом, создается впечатление о некоторой цепочке вихрей, двигавшихся с северо-востока на юго-запад через район полигона. Примерно такие же синоптические картины течений наблюдались на горизонте 1000 м. Это свидетельствует о большой мощности по глубине описанных выше вихреобразных возмущений в поле скорости. Отношение модулей скорости течений на горизонтах 1000 и 300 м для соответствующих точек и соответствующих моментов времени составляет в среднем примерно  $\frac{3}{5}$ , что говорит о существенном удельном весе бароклинной компоненты указанных возмущений. Оценка скорости и направления перемещения основного антициклонического возмущения по данным наблюдений на горизонте 1000 м дает практически те же величины, что и по данным для 300 м. В то же время ана-



(км/сутки) на горизонтах 200 (а), 400 (б) и 1500 м (в), по данным наблюдений с 26 февраля по 1 августа 1970 г. (по Бреховских и др. [32]).



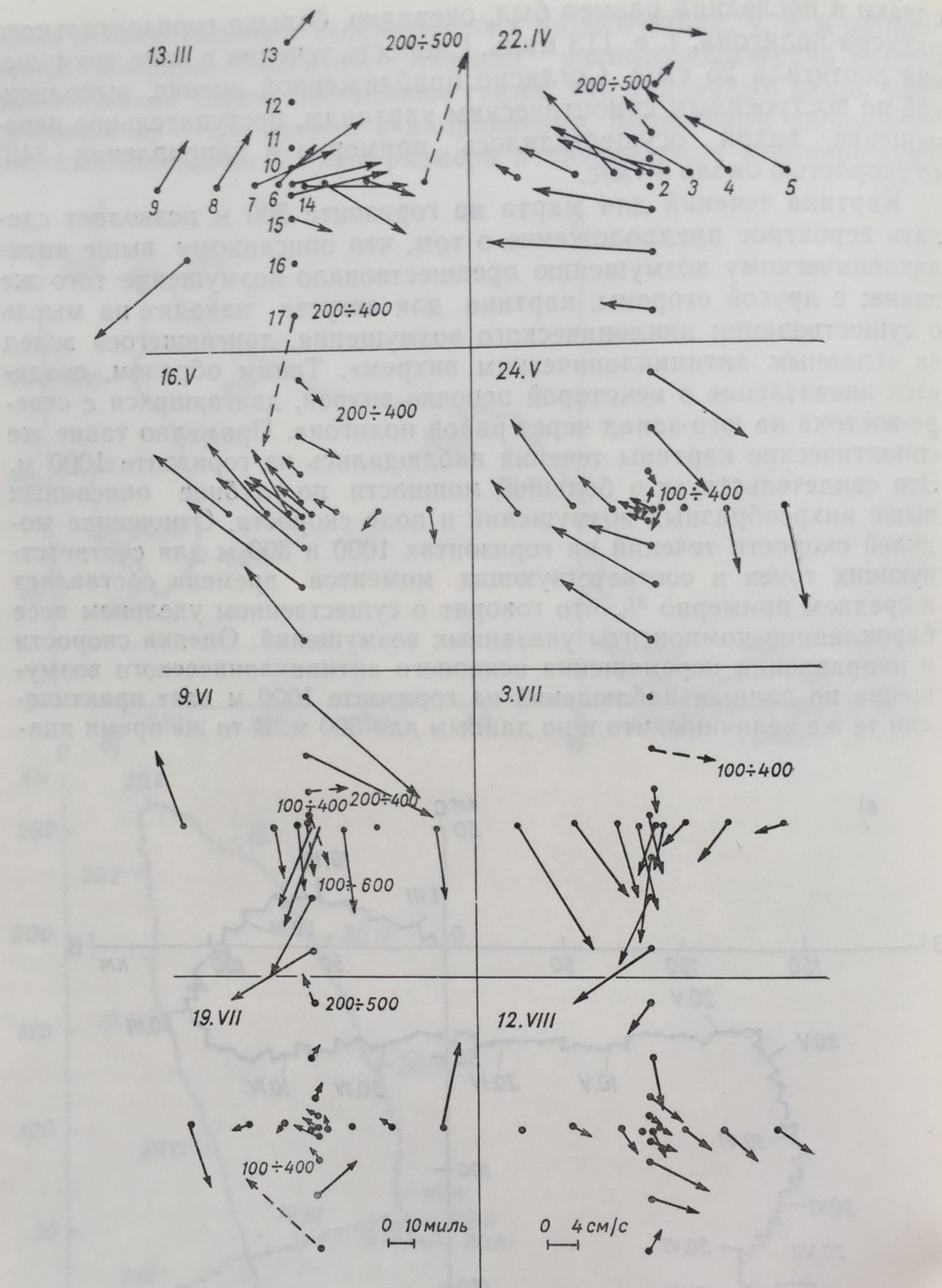


Рис. 5.1.6. Синоптические картины распределения векторов крупномасштабных течений на горизонте 300 м (по Карту и др. [33]).

Скорости, показанные пунктиром, получены интерполяцией по глубине (указаны горизонты). Точки с номерами около них показывают расположение буйковых станций на полигоне. Масштабы скорости и расстояния между станциями указаны внизу. Отсутствие стрелки соответствует пропуску в данных.



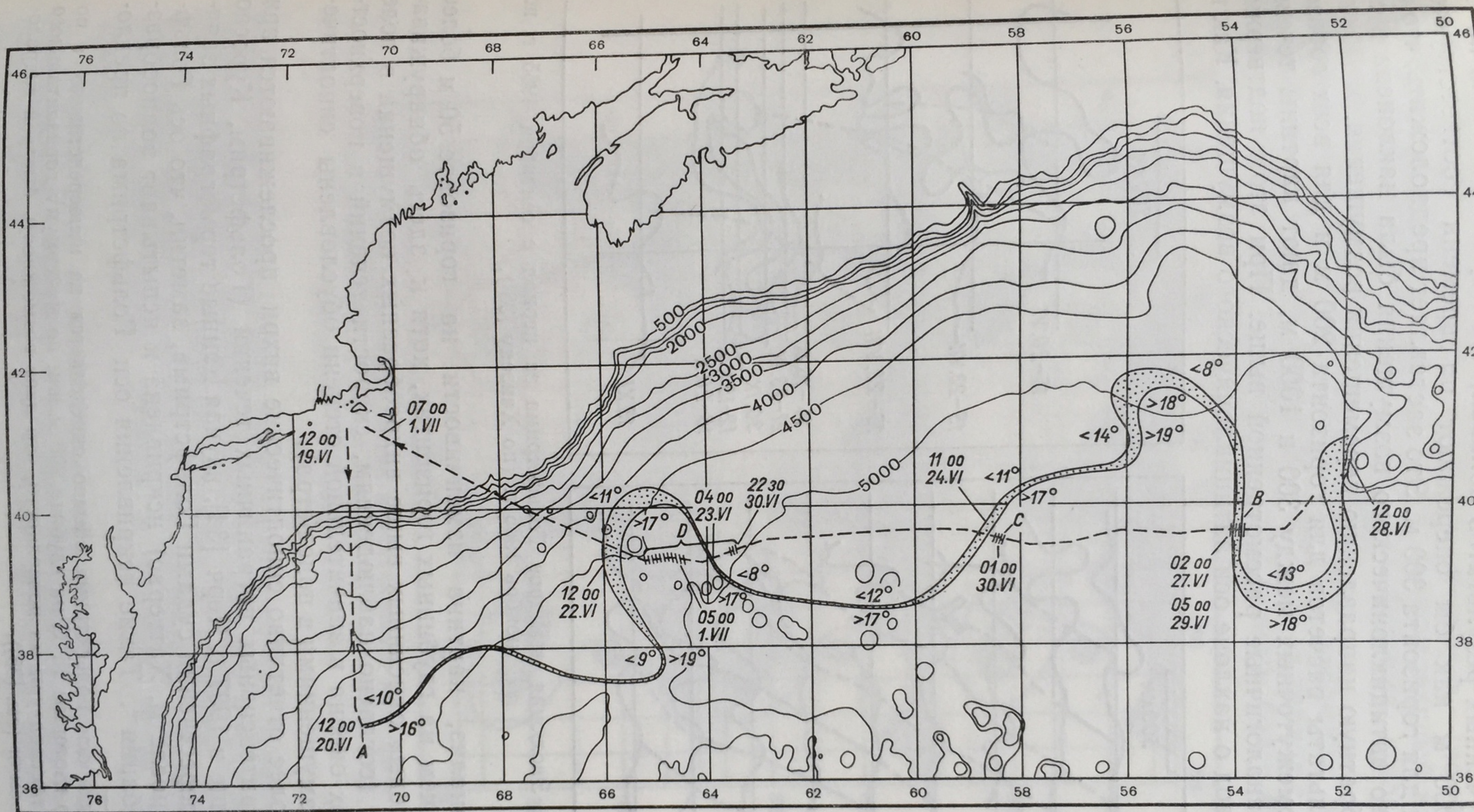


Рис. 5.1.7. Ось Гольфстрима в конце июня 1964 г., определенная по распределению температуры на глубине 200 м (по Фуглистеру и Вурису [36]).



лиз полученных результатов показал, что картины течений на глубине 1000 м как бы опережают по времени соответствующие картины для горизонта 300 м. Это заставляет предположить, что ось основного антициклонического возмущения была наклонена в сторону, обратную направлению перемещения возмущения.

Результаты расчетов для горизонта 200 м и для всех горизонтов, промежуточных между 300 и 1000 м, дают картины течений, вполне аналогичные рассмотренной выше. При этом подтверждается вывод о наклоне оси антициклонического возмущения. Как по-

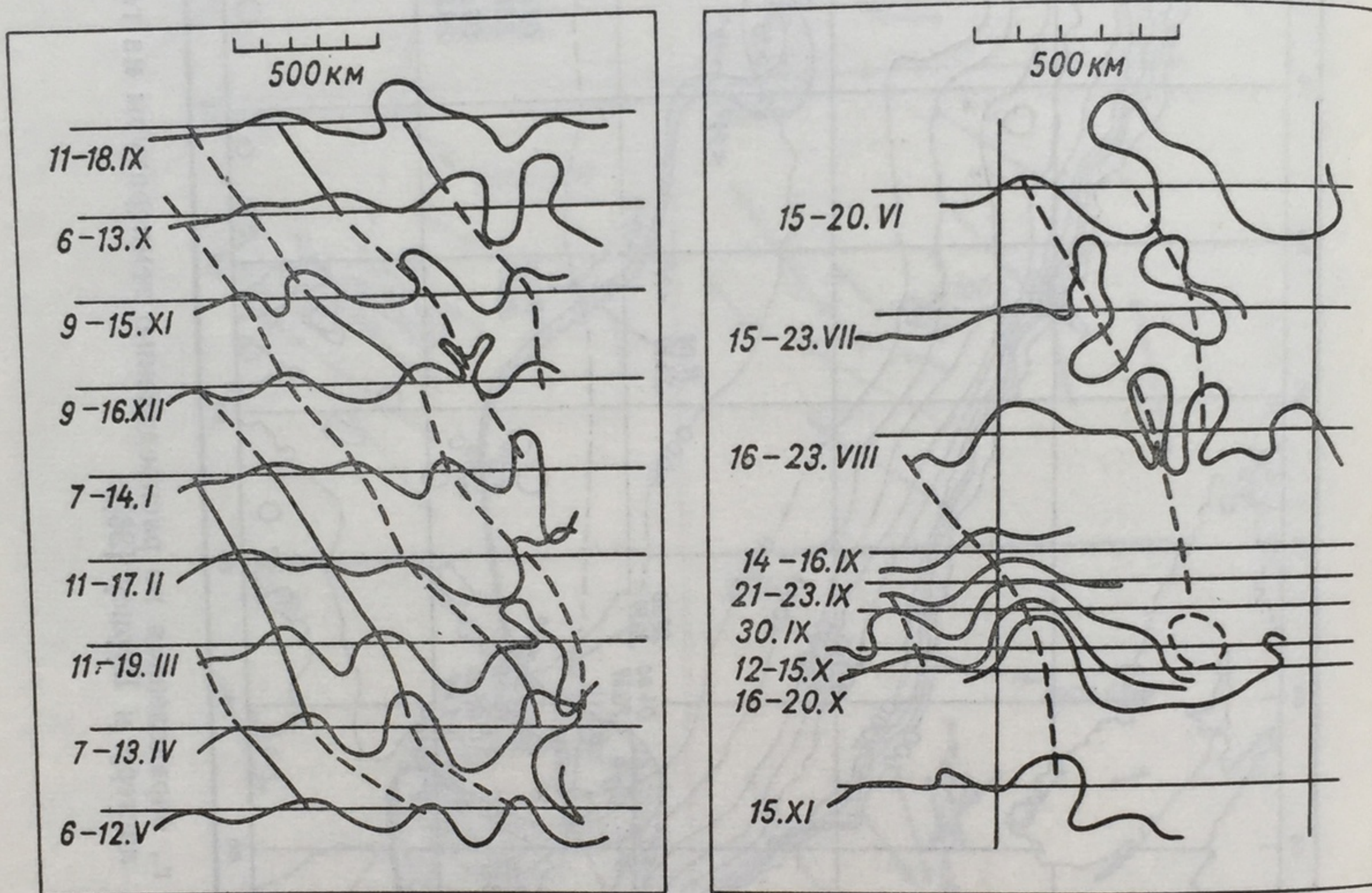


Рис. 5.1.8. Эволюция меандров Гольфстрима за период с сентября 1965 г. по ноябрь 1966 г. (по Ханзену [38]).

казал анализ, картина изменчивости на горизонте 50 м более сложна, чем на глубинных горизонтах, хотя и здесь обнаруживаются «следы» описанных выше вихреобразных возмущений в поле скорости (согласно наблюдениям, скорости течений в поверхностных слоях океана в значительной степени обусловлены синоптическими возмущениями в поле ветра).

Наиболее отчетливо синоптические вихри прослеживаются при анализе интенсивных пограничных течений (Гольфстрим, Куроисио и др.). Еще в 1937 г. Черч [34], изучая данные термографных записей при пересечении судами Гольфстрима, заметил, что ось Гольфстрима (после м. Хаттерас) искривлена и испытывает волнообразные колебания\*. Такие искривления оси Гольфстрима по предло-

\* Положение оси Гольфстрима обычно определяется не непосредственно, а по положению изотермы  $15^{\circ}\text{C}$  на глубине 200 м или по максимуму горизонтального градиента температуры на поверхности, что дает возможность быстрой гидрологической съемки (см. [35]).



жению Айслина получили название меандров (по аналогии с речными меандрами) (см. рис. 5.1.7, заимствованный из работы [36]). С этой поры меандрирование Гольфстрима исследовалось в многочисленных экспедициях (см. [37]).

На рис. 5.1.8 показана, по Ханзену [38], эволюция меандров Гольфстрима на участке между 70 и 60° з. д. за период с сентября 1965 г. по ноябрь 1966 г., построенная по данным более 4000 бати-

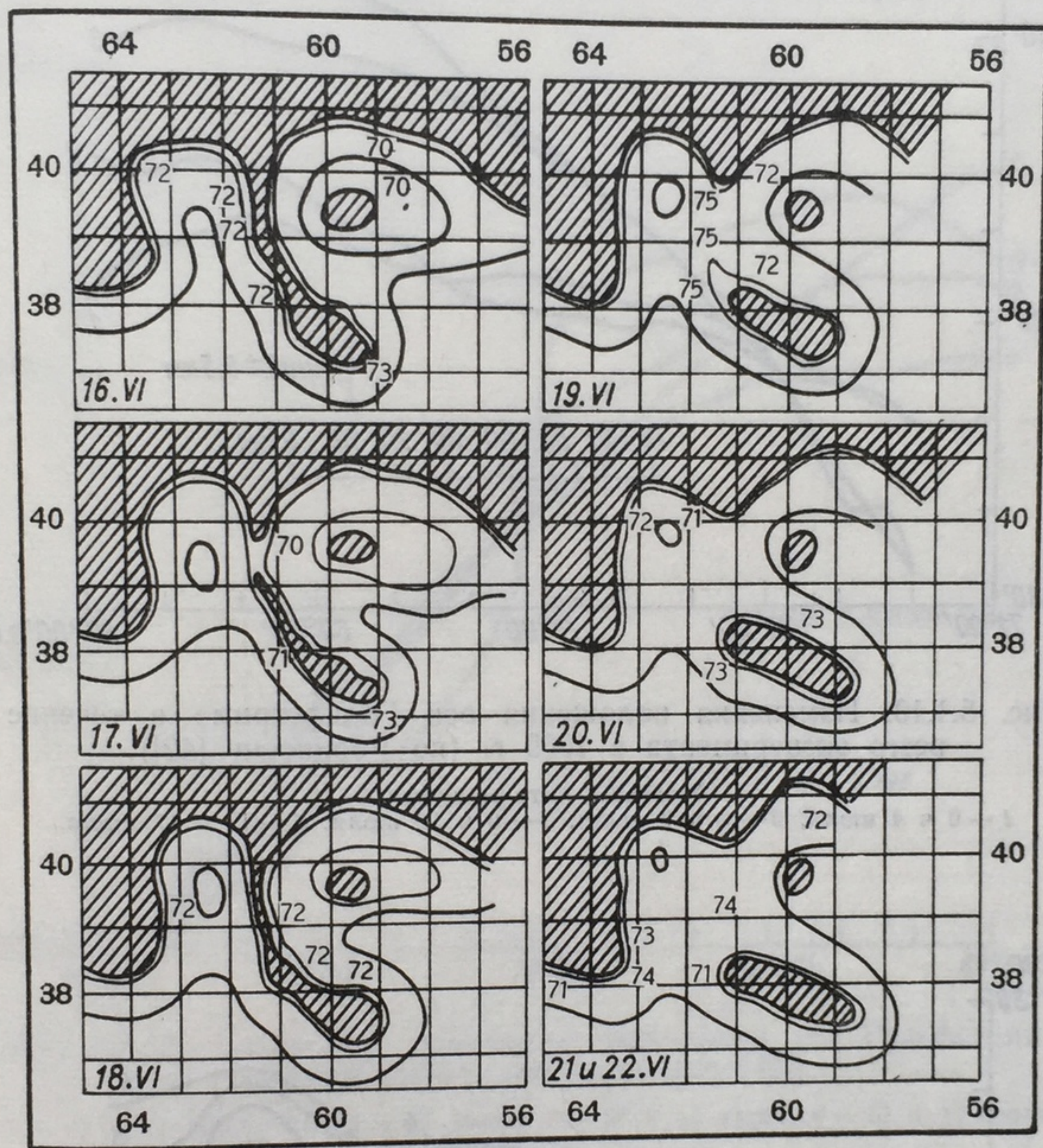


Рис. 5.1.9. Формирование вихря из удлиненного меандра с 16 по 22 июня 1950 г. (по Фуглистеру и Вортингтону [39]).

Температура — в градусах Фаренгейта.

термограмм. Диагональные линии проведены для определения фазовой скорости перемещения меандров к востоку; в среднем эта скорость за 15-месячный период составила 10 км/сутки, или 8 см/с. Ход линий изофаз указывает на неравномерный характер перемещения меандров. Очень сложна и картина роста амплитуды меандров.

Рисунок 5.1.9, заимствованный из работы [39], демонстрирует своеобразную эволюцию меандров, приводящую к их трансформации в отдельные вихри. Это явление изучалось также в работах Фуглистера [40] и Саундерса [41].



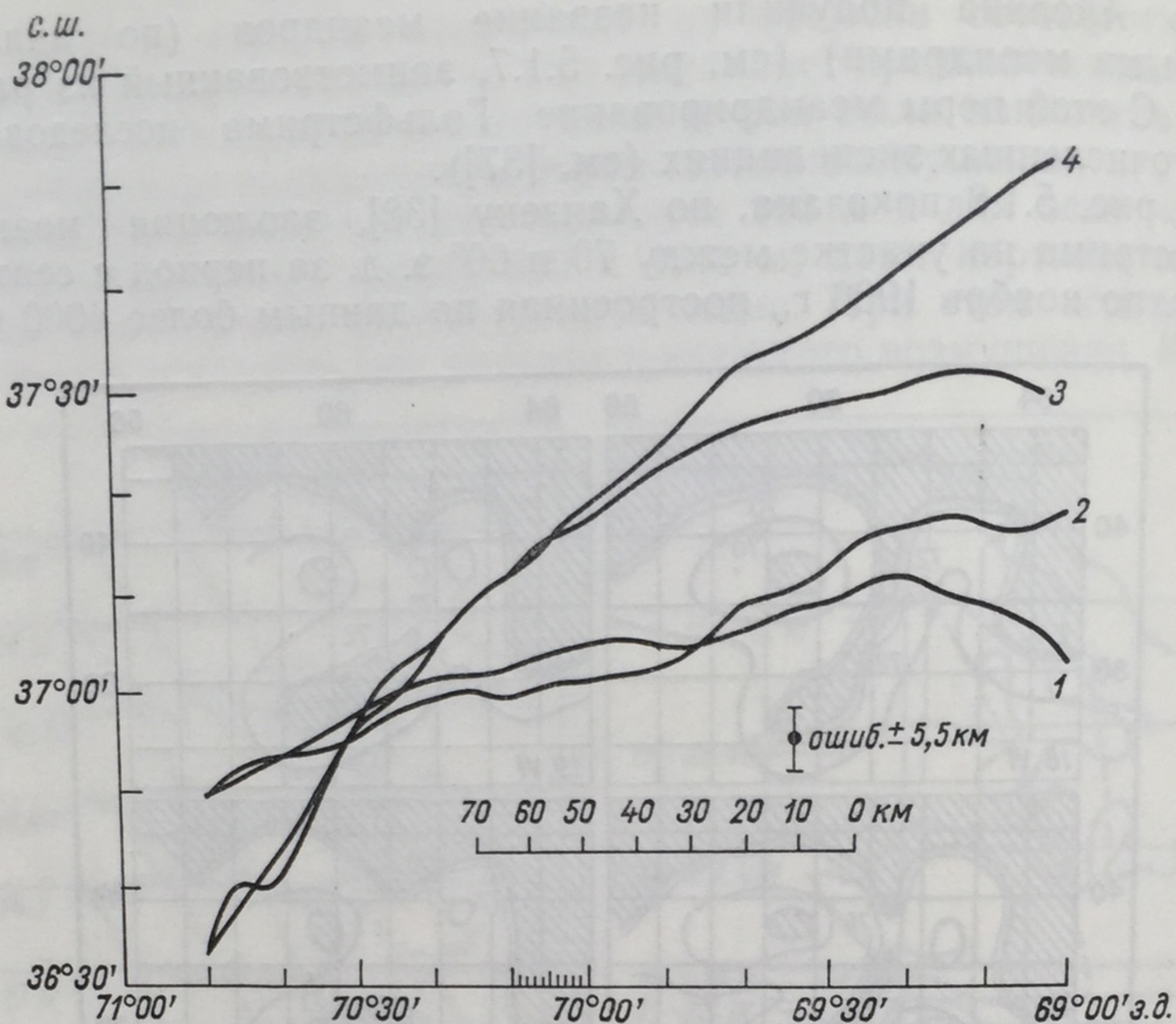


Рис. 5.1.10. Изменения положения оси Гольфстрима в течение всего эксперимента в 1969 г. (по Робинсону [42]).

Указаны дата и время.

1 — 0 ч 4 июля, 2 — 0 ч 7 июля, 3 — 0 ч 12 июля, 4 — 12 ч 17 июля.

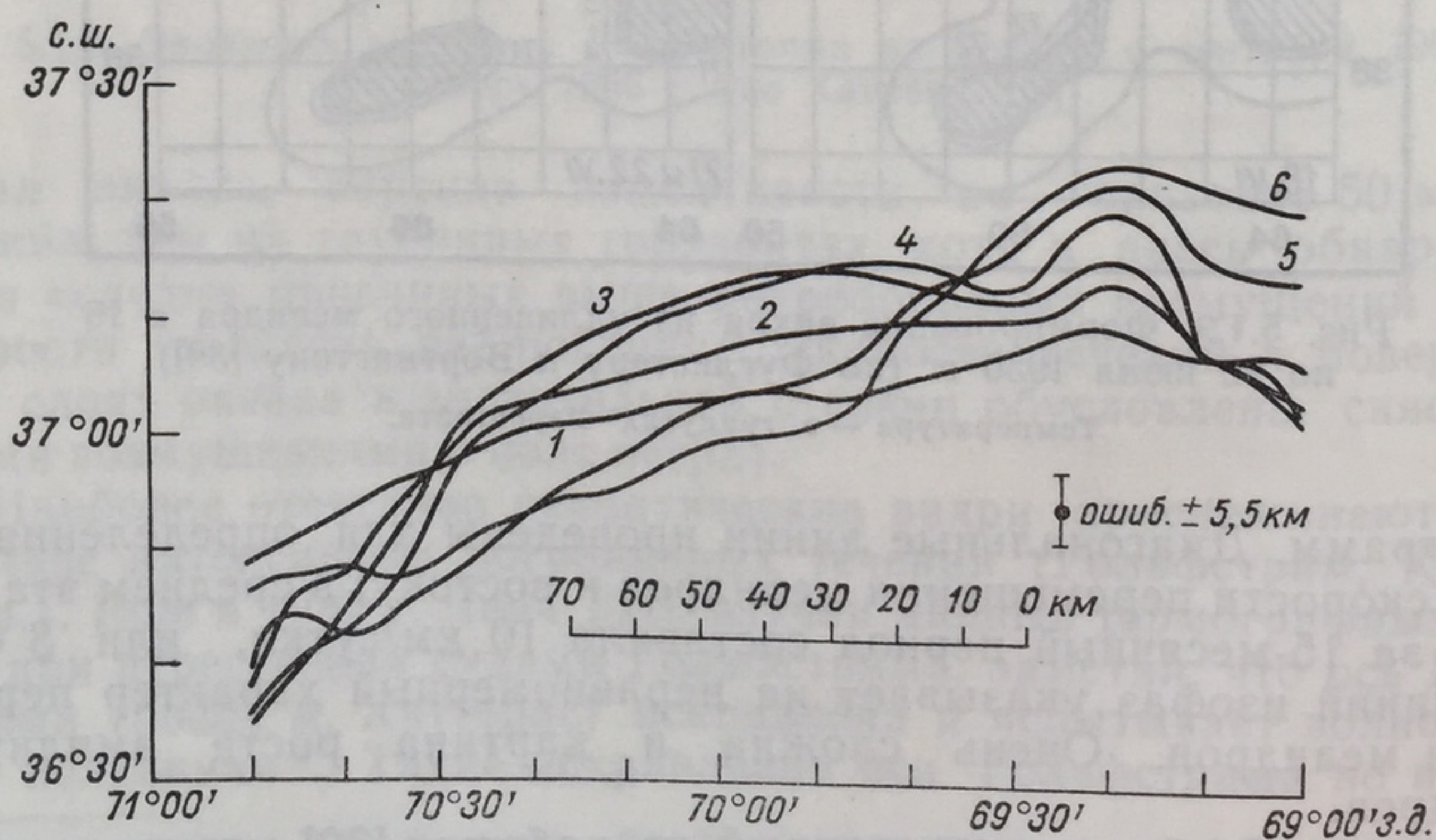


Рис. 5.1.11. Мгновенные положения оси Гольфстрима 4—6 июля 1969 г. (по Робинсону [42]).

1 — 0 ч 4 июля, 2 — 12 ч 4 июля, 3 — 0 ч 5 июля, 4 — 12 ч 5 июля, 5 — 0 ч 6 июля, 6 — 12 ч 6 июля.



Очень интересные данные специально спланированной для изучения меандров Гольфстрима экспедиции 1969 г. сообщает Робинсон [42]. По материалам этой экспедиции впервые удалось получить мгновенные «фотографии» оси Гольфстрима. Отметим три наиболее интересных результата. На рис. 5.1.10 показаны медленные изменения положения и формы оси Гольфстрима, происходившие в течение 2-недельного периода наблюдений. На рис. 5.1.11 отчет-

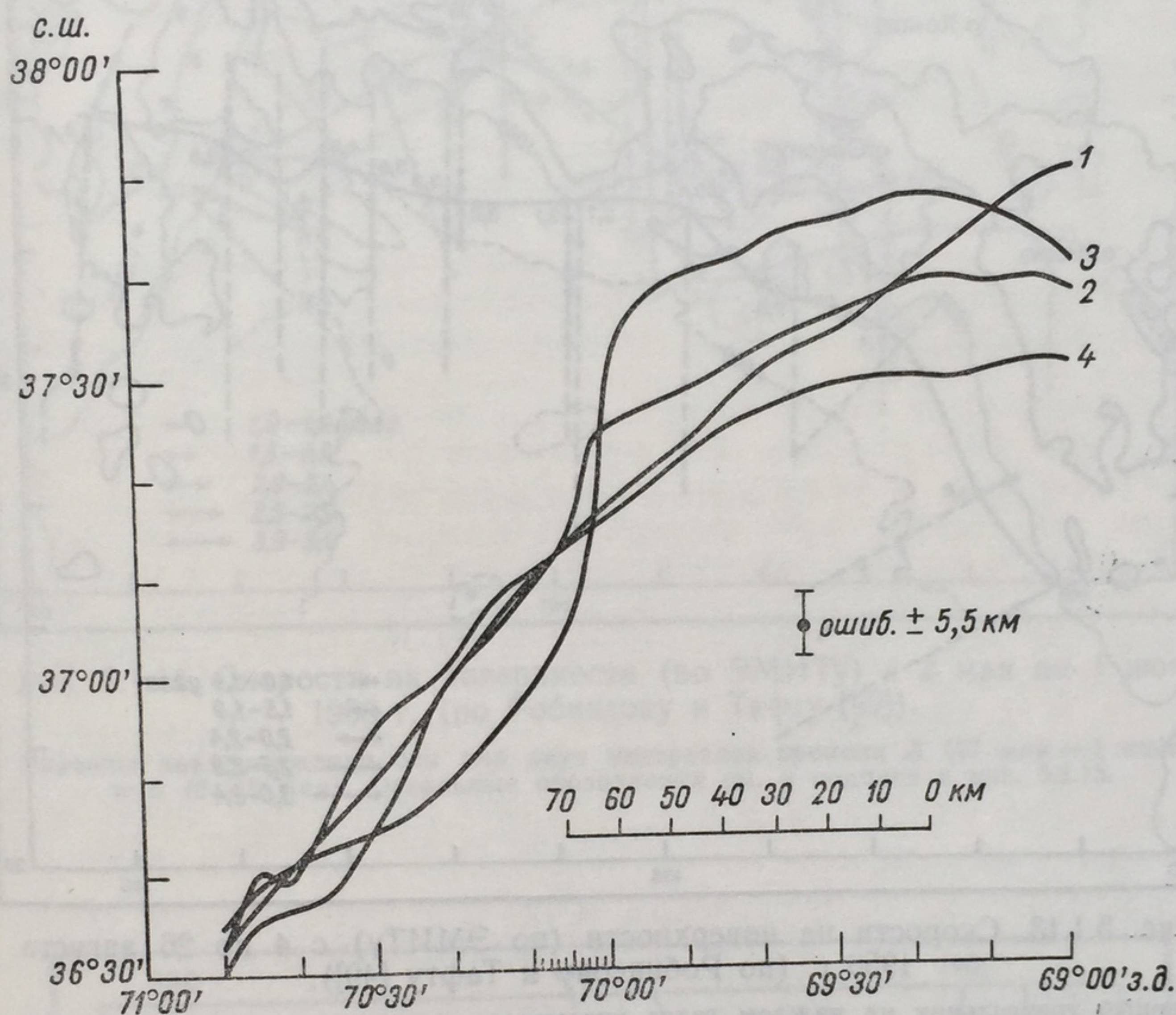


Рис. 5.1.12. S-образные изменения положения оси Гольфстрима в июле 1969 г. (по Робинсону [42]).

1 — 12 ч 13 июля, 2 — 12 ч 15 июля, 3 — 12 ч 16 июля, 4 — 12 ч 17 июля.

ливо видны мелкомасштабные возмущения (с длиной волны, сравнимой с шириной Гольфстрима) с периодом 2—3 суток (по амплитуде они вполне сравнимы с более медленными изменениями, указанными на рис. 5.1.10). Наконец, рис. 5.1.12 указывает на наличие S-образных особенностей, проходящих рассматриваемую область примерно за сутки (и, по-видимому, распространяющихся на восток).

Отметим, наконец, статистические оценки таких параметров, как степень меандрирования Гольфстрима и т. п., полученные в работах Баранова [43; 44, гл. II].

Меандры Кurocио имеют свои характерные особенности — синоптическая изменчивость здесь, по-видимому, развита значительно слабее по сравнению с Гольфстримом [45, 46, 47, 48]. Согласно Робинсону и Тафту [49], можно выделить два «устойчивых» положе-



ния оси Куроисио (эти типичные положения изображены на рис. 5.1.13 и 5.1.14). В каждом из этих положений Куроисио находится в течение нескольких лет (так, положение оси течения, изображенное на рис. 5.1.14, оставалось «неизменным» с мая 1959 г. по май 1963 г.), причем переход от одного положения к другому за-

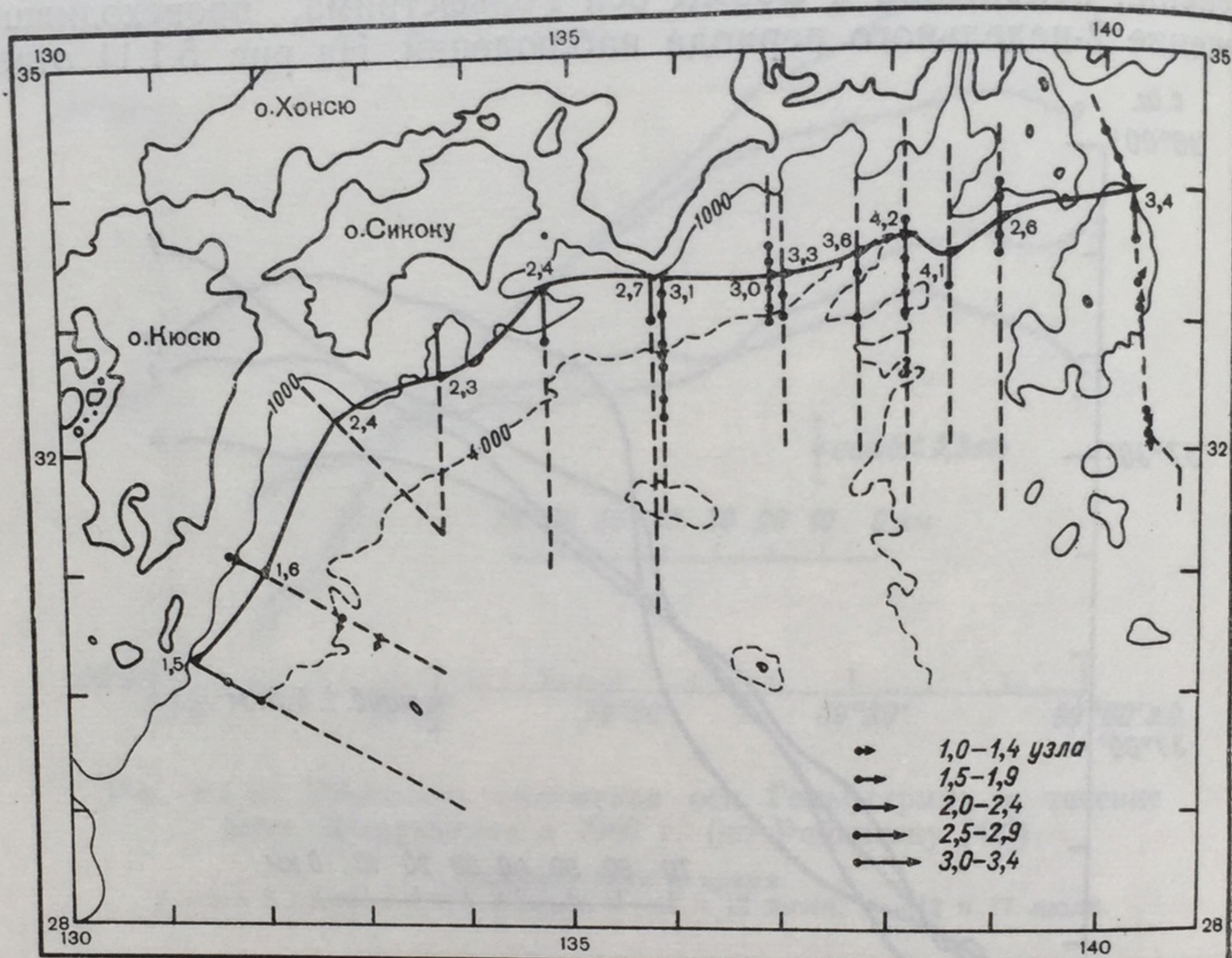


Рис. 5.1.13. Скорости на поверхности (по ЭМИТу) с 4 по 26 августа 1956 г. (по Робинсону и Тафту [49]).

Черный треугольник на каждом галсе указывает место, где достигается максимальная скорость, а также направление течения; цифры у треугольников указывают величину скорости в узлах. Черные точки на галсах (изображенных сплошными линиями) указывают на скорости больше 0,9 узла и направлены примерно параллельно скорости на оси Куроисио. Пунктирные участки галсов указывают области, где скорости меньше узла, лежащие, по-видимому, вне зоны Куроисио; там же, где скорости больше 0,9 узла, указаны сами скорости (масштаб см. в правом нижнем углу). Изобаты — в метрах.

нимает от 3 до 6 месяцев (подобных двух устойчивых положений для Гольфстрима не наблюдается). Эти переходы, представляющие основной интерес с точки зрения синоптической изменчивости, изучены еще недостаточно; некоторое представление о них дает рис. 5.1.15, где по данным Йошида [46] показано изменение положения оси Куроисио за период с марта по июль 1959 г. (скорость «продвижения» меандров с запада на восток, достигает 4 миль/сутки).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Defant A. und Schubert O. Strommessungen und Ozeanographische Serien-beobachtungen der 4 — Länder Untersuchung im Kattegat 10—17 August 1931.— Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde in der Universität Berlin. 1937, H. 25, S. 1—144.



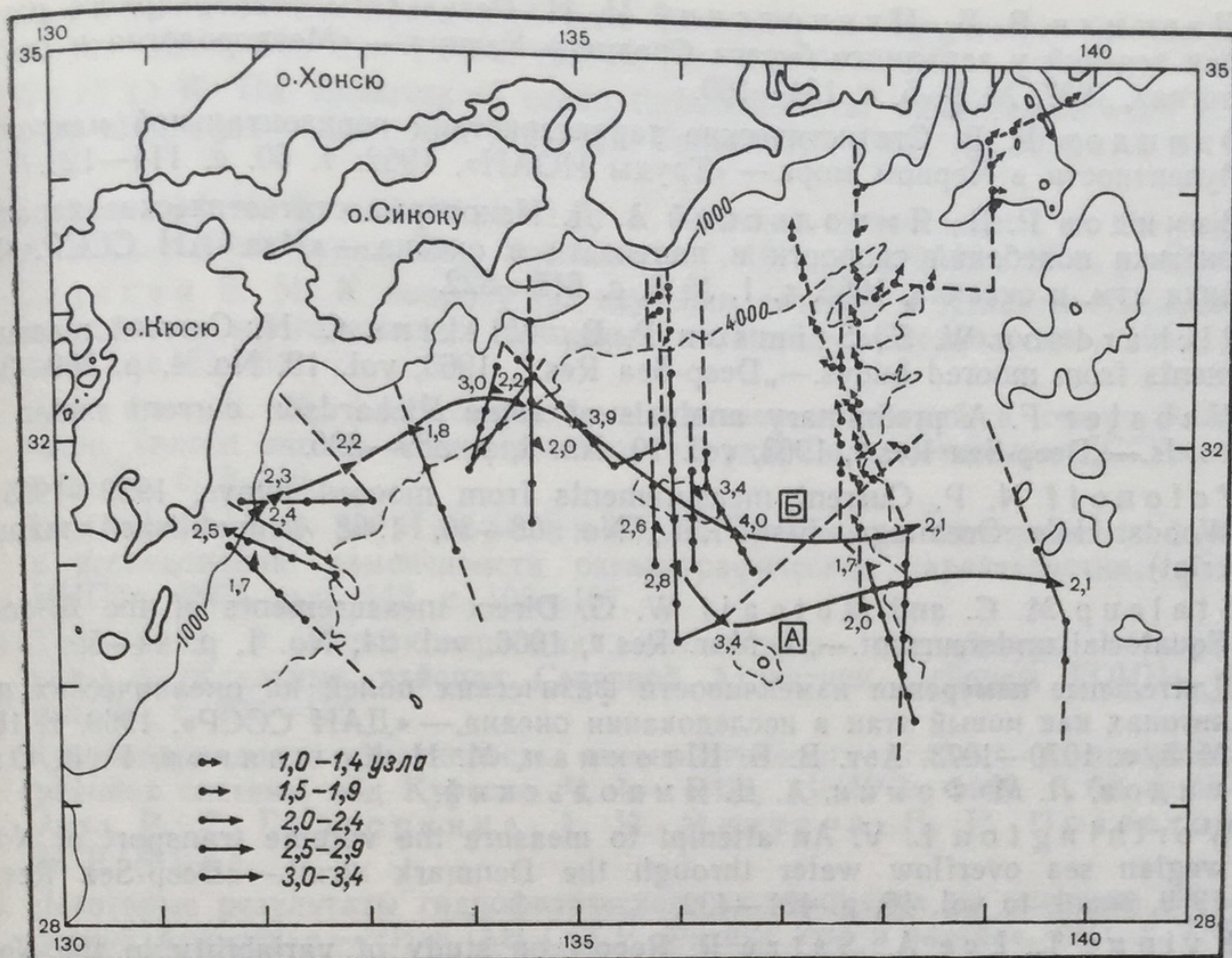


Рис. 5.1.14. Скорости на поверхности (по ЭМИТу) с 2 мая по 1 июня 1960 г. (по Робинсону и Тафту [49]).

Указаны два положения оси для двух интервалов времени А (27 мая — 1 июня) и Б (2—18 мая). Остальные обозначения см. в подписи к рис. 5.1.13.

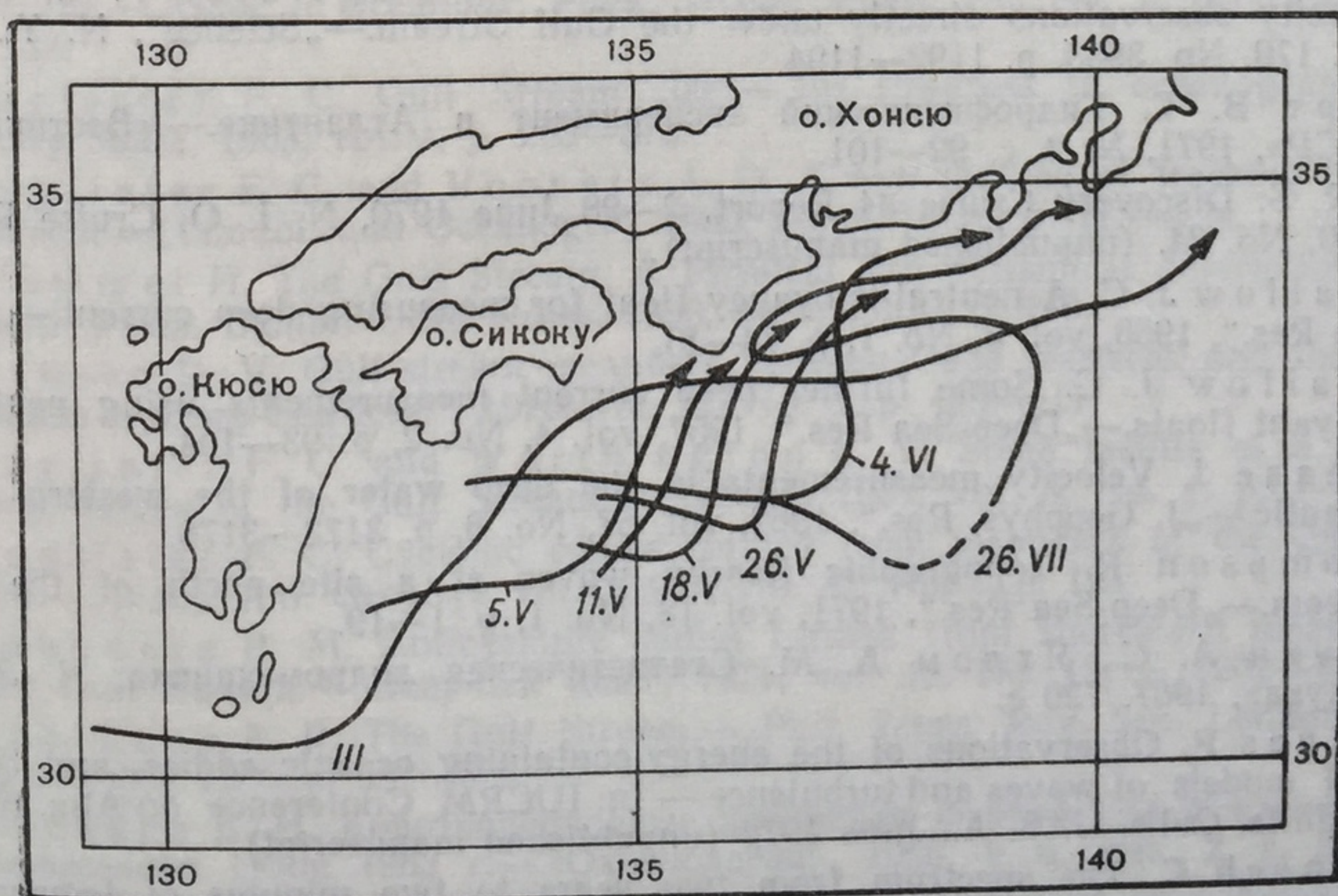


Рис. 5.1.15. Изменение положения оси Кuroсио за период с марта по июль 1959 г. (по Йошида [46]).



2. Штокман В. Б., Ивановский И. И. Результаты стационарного изучения течений у западного берега Среднего Каспия.— «Метеорология и гидрология», 1937, № 3—5, с. 154—160.
3. Озмидов Р. В. Статистические характеристики горизонтальной макротурбулентности в Черном море.— «Труды ИОАН», 1962, т. 60, с. 114—129.
4. Озмидов Р. В., Ямпольский А. Д. Некоторые статистические характеристики колебаний скорости и плотности в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1965, т. 1, № 6, с. 615—622.
5. Richardson W. S., Stimson P. B., Wilkins C. H. Current measurements from moored buoys.— „Deep-Sea Res.“, 1963, vol. 10, No. 4, p. 369—388.
6. Webster F. A preliminary analysis of some Richardson current meter records.— „Deep-Sea Res.“, 1963, vol. 10, No. 4, p. 389—396.
7. Fofonoff N. P. Current measurements from moored buoys, 1959—1965.— Woods Hole Oceanogr. Inst. Ref., No. 68—30, 1968 (unpublished manuscript).
8. Stalcup M. C. and Metcalf W. G. Direct measurements of the Atlantic Equatorial undercurrent.— „J. Mar. Res.“, 1966, vol. 24, No. 1, p. 44—55.
9. Длительные измерения изменчивости физических полей на океанических полигонах как новый этап в исследовании океана.— «ДАН СССР», 1969, т. 186, № 5, с. 1070—1073. Авт. В. Б. Штокман, М. Н. Кошляков, Р. В. Озмидов, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
10. Worthington L. V. An attempt to measure the volume transport of Norwegian sea overflow water through the Denmark strait.— „Deep-Sea Res.“, 1969, suppl. to vol. 16, p. 421—432.
11. Kvinge T., Lee A., Satre R. Report on study of variability in the Norwegian Sea. April/May 1967. Universitet in Bergen, Geofysisk Institutt Bergen, 1968, p. 1—31.
12. Gould W. J. Observations of an event in some current measurement in the Bay of Biscay.— „Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 1, p. 35—50.
13. Gould W. J. Spectral characteristics of some deep current records from the eastern North Atlantic.— „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 437—450.
14. Schmitz W. J., Jr., Robinson A. R. and Fuglister F. C. Bottom velocity observations directly under the Gulf Stream.— „Science“, N. Y., 1970, vol. 170, No. 3963, p. 1192—1194.
15. Корт В. Г. Гидрофизический эксперимент в Атлантике.— «Вестник АН СССР», 1971, № 2, с. 92—101.
16. R. R. S. Discovery Cruise 34 Report, 2—28 June 1970, N. I. O. Cruise Report, 1970, No. 34. (unpublished manuscript).
17. Swallow J. C. A neutral-buoyancy float for measuring deep current.— „Deep-Sea Res.“, 1955, vol. 3, No. 1, p. 74—81.
18. Swallow J. C. Some further deep current measurements using neutrally-buoyant floats.— „Deep-Sea Res.“, 1957, vol. 4, No. 2, p. 93—104.
19. Crease J. Velocity measurements in the deep water of the western North Atlantic.— „J. Geophys. Res.“, 1962, vol. 67, No. 8, p. 3173—3176.
20. Thompson R. Topographic Rossby waves at a site north of the Gulf Stream.— „Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 1, p. 1—19.
21. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М., «Наука», 1967. 720 с.
22. Rhines P. Observations of the energy-containing oceanic eddies, and theoretical models of waves and turbulence.— In: IUCRM Conference on Atm. Waves, La Jolla, Calif. U. S. A., June 1972 (unpublished manuscript).
23. Wunsch C. The spectrum from two years to two minutes of temperature fluctuations in the main thermocline at Bermuda.— „Deep-Sea Res.“, 1972, vol. 19, No. 8, p. 577—593.



24. Saunders P. M. Space and time variability of temperature in the upper ocean.—„Deep-Sea Res.“, 1972, vol. 19, No. 7, p. 467—480.
25. Wyrtki K. The spectrum of ocean turbulence over distances between 40 and 1000 kilometers.—„Deutsche Hydrogr. Zeitschrift“, 1967, Ig. 20, H. 4, S. 176—186.
26. Fofonoff N. P. and Webster F. Current measurements in the western Atlantic.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 423—436.
27. Саускан Е. М. К вопросу об изучении течений в Атлантическом океане по данным многосуточных буйковых станций.—«Океанология», 1966, т. 6, вып. 1, с. 53—61.
28. Саускан Е. М. Краткопериодные изменения течений в северо-западной части Тихого океана и их прогноз.—«Труды Гидрометцентра СССР», 1969, вып. 51, с. 3—16.
29. Волженков В. А., Истошин Ю. В. Применение спектральных функций к исследованию изменчивости океанографических характеристик.—«Труды ЦИПа», 1965, вып. 142, с. 103—107.
30. Ледер И. З. Краткопериодная изменчивость температуры и солености воды в отдельных районах Северной Атлантики.—«Труды ГОИН», 1969, вып. 96, с. 106—125.
31. Краткопериодная изменчивость океанологических условий в промысловых районах системы вод Куро-Сио. Ч. 1.—«Изв. ТИНРО», 1969, т. 68, с. 45—67. Авт.: Р. Г. Григоркина, А. Н. Мичурин, П. П. Провоторов, В. Р. Фукс.
32. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в тропической Атлантике.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 511—528. Авт.: Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францкевич, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.
33. Изменчивость крупномасштабных течений на гидрофизическом полигоне в тропической Атлантике.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1973, т. 9, № 1, с. 105—109. Авт.: В. Г. Корт, М. Н. Кошляков, Г. Н. Иванов-Францкевич, В. И. Бышев, Ю. М. Грачев.
34. Church P. E. Temperatures of the western North Atlantic from thermograph records.—Assoc. d'Océanogr. Phys., UGGI, Publ. Sci., No. 4, Liverpool, 1937, p. 32.
35. Fuglister F. C. Gulf Stream „60“.—In: Progress in oceanography. Ed. Mary Sears, 1963, vol. 1, p. 263—373.
36. Fuglister F. C. and Voorhis A. D. A new method of tracking the Gulf Stream.—„Limnol. and Oceanogr.“, 1965, Suppl. to 10, p. 115—124.
37. Stommel H. The Gulf Stream. A Physical and dynamical description, Univ. Calif. Press, Cambr. Univ. Press, 1966, Second Ed., p. 248.
38. Hansen D. V. Gulf-stream meanders between Cape Hatteras and the Grand Banks.—„Deep-Sea Res.“, 1970, vol. 17, No. 3, p. 495—511.
39. Fuglister F. C. and Worthington L. V. Some results of a multiple ship survey of the Gulf Stream.—„Tellus“, 1951, vol. 3, No. 1, p. 1—14.
40. Fuglister F. C. Cyclonic eddies formed from meanders of the Gulf Stream.—„Trans. Am. Geophys. Un.“, 1967, vol. 48, No. 1, p. 123.
41. Saunders P. M. Anticyclonic eddies formed from shoreward meanders of the Gulf Stream.—„Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 12, p. 1207—1219.
42. Robinson A. R. The Gulf Stream.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 351—370.
43. Баранов Е. И. Краткопериодные колебания фронта Гольфстрима в зимне-весенний сезон 1963 г.—«Океанология», 1966, т. 6, вып. 2, с. 228—233.
44. Исследование циркуляции и переноса вод Атлантического океана.—«Океанологические исследования», № 22. М., «Наука», 1971. 290 с. Авт.: Е. И. Баранов, В. А. Бубнов, Р. П. Булатов, И. В. Привалова.



45. Uda M. On the nature of the Kuroshio, its origin and meanders.— In: Studies on Oceanogr. Hidaka Anniv. vol. Tokyo, 1964, p. 89—107.
46. Yoshida K. On the variation of Kuroshio and cold water mass off Enshunada.— „Hydrogr. Bul.“, 1961, No. 67, p. 11—18.
47. Moriyasu Sh. The fluctuation of hydrographic condition in the sea south of Honshu, Japan (Review).— „Oceanogr. Mag.“, 1963, vol. 15, No. 1, p. 11—29.
48. Shoji D. Description of the Kuroshio (physical aspect).— In: Proc. Symposium on the Kuroshio. Oceanogr. Soc. Japan and UNESCO, 1965, p. 1—11.
49. Robinson A. R., Taft B. A. A numerical experiment for the path of the Kuroshio.— „J. Mar. Res.“, 1972, vol. 30, No. 1, p. 65—101.

## 5.2. Теоретические представления

**Синоптические вихри в открытом океане.** Суммируя содержание предыдущего параграфа, можно утверждать, что синоптические вихри (т. е. движения с временными масштабами  $t_0$  от нескольких до десятков суток, горизонтальными масштабами  $L$  порядка 100 км, вертикальными масштабами  $H$  порядка глубины океана и характерными скоростями  $V$  порядка 10 см/с) играют очень важную роль в общей динамике океана. Начнем с вывода уравнений, описывающих такие движения.

Прежде всего проведем необходимую оценку порядка членов в основных уравнениях. Число Кибеля  $Ki = U/fL$  для рассматриваемых движений является величиной порядка 0,01; поскольку характерный временной масштаб  $t_0$  можно выбрать равным  $L/U$  ( $L/U \sim 10$  суток), то с большой точностью можно утверждать, что синоптические движения являются *геострофическими*. Кроме того, очевидна справедливость *квазистатического* приближения при анализе синоптических вихрей ( $H/L \sim 0,01$ ).

Известно, что при изучении геострофических движений важную роль играет уравнение вихря, получаемое путем исключения давления из уравнений движения по долготе  $\lambda$  и широте  $\varphi$ . Пренебрегая силами трения и используя приближение Буссинеска, согласно уравнениям (3.2.1) [дополненных силой Кориолиса, записанной в традиционном приближении (см. § 4.1)], получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} + \beta v - \\ - (\zeta + f) \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{a \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{a \partial \varphi} = 0, \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

где

$$\zeta = \frac{\partial v}{a \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (u \cos \varphi)$$

— вертикальная компонента относительного вихря.

Заметим, что при записи (5.2.1) было использовано условие несжимаемости морской воды  $\text{div}_h(u, v) + \partial w / \partial z = 0$ .



Оценивая порядки членов, имеем:

$$\frac{\zeta}{f} \sim Ki, \quad \frac{\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{a \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{a \partial \varphi}}{f \frac{\partial w}{\partial z}} \sim Ki.$$

Поэтому уравнение (5.2.1) можно переписать как

$$\frac{d\zeta}{dt} + \beta v - f \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5.2.2)$$

где смысл обозначения полной производной  $d/dt$  очевиден.

Следуя Бургеру [1] (см. также обзор Н. Филлипса [2]), будем различать два типа геострофических движений. Для геострофических движений первого типа в уравнении (5.2.2) по предположению все три члена имеют одинаковый порядок. Так как  $d\zeta/dt \sim U^2/L^2$  и  $\beta \sim f/a$ , то

$$W = \frac{H}{L} Ki U, \quad \frac{L}{a} \sim Ki. \quad (5.2.3)$$

Вообще говоря, достаточно предположить, что  $L/a \sim Ki$ . Тогда  $d\zeta/dt \sim \beta v$  и, согласно (5.2.2), сразу получим первую формулу (5.2.3). Условие  $L/a \sim Ki$  хорошо выполняется для синоптических вихрей ( $L \sim 100$  км,  $Ki \sim 0,01$ ), которые оказываются, таким образом, геострофическими движениями первого типа (их еще часто называют *мезомасштабными* геострофическими движениями).

Геострофические движения второго типа характеризуются условием

$$\frac{L}{a} \sim 1. \quad (5.2.4)$$

Это крупномасштабные геострофические движения; при их анализе член  $d\zeta/dt$  в уравнении (5.2.2) может быть отброшен [ $(d\zeta/dt)/\beta v \sim Ki$ ] и  $W = (H/L)U$ . Численное моделирование крупномасштабных геострофических движений обсуждается в главе 9.

Вернемся к синоптическим движениям. Учитывая их масштабы, естественно считать, что такие движения существуют на фоне заданной стратификации океана. Поэтому запишем уравнение для плотности в виде [ср. уравнение (4.1.3)]

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \rho^*}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \rho^*}{\partial \varphi} + w \left( \frac{\rho_s}{g} N^2 + \frac{\partial \rho^*}{\partial z} \right) = 0, \quad (5.2.5)$$

где  $\rho_s(z)$  — стандартное распределение плотности в океане;  $N^2(z)$  — частота Вайсала—Брента, соответствующая распределению  $\rho_s(z)$ ;  $\rho^*$  — отклонение плотности от  $\rho_s(z)$ .

В силу квазистатического и геострофического приближений характерное значение возмущения плотности  $\rho^*$  определяется как

$$\frac{\delta \rho^*}{\rho_0} = \frac{(fL)^2}{gH} Ki. \quad (5.2.6)$$



Далее, считая, что в уравнении (5.2.5) горизонтальная адвекция  $\rho^*$  и временное изменение  $\rho^*$ , имеющие одинаковый порядок (временной масштаб  $L/U$ ), сравнимы по величине с членом  $\omega(\rho_s/g)N^2$ , находим

$$L = L_R, \quad (5.2.7)$$

где  $L_R = H \frac{\bar{N}}{f}$ ,  $\bar{N}$  — среднее значение частоты Вайсала—Брента.

Величина  $L_R$  носит название масштаба Россби\*. Для океана  $\bar{N} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , и если  $H = 4 \text{ км}$ , то  $L_R \simeq 80 \text{ км}$ . Таким образом, характерный горизонтальный масштаб синоптических вихрей равен масштабу Россби.

Очевидно, что все вышеизложенное справедливо вне узкой экваториальной полосы и только для условий открытого океана. Величина  $f$ , входящая в выписанные формулы, должна пониматься как некоторое характерное значение параметра Кориолиса; в дальнейшем оно будет обозначаться как  $f_0$ .

Формулы (5.2.3), (5.2.6), (5.2.7) позволяют вывести последовательно уравнения для синоптических вихрей в океане. Для этого представим искомые величины в виде (см. [5, 6]):

$$(u, v) = U(u', v');$$

$$\omega = \frac{H}{L} \text{Ki} U \omega';$$

$$p = p_s(z) + \text{Ki} \Gamma g H \rho_s(z) p';$$

$$\rho = \rho_s(z) + \text{Ki} \Gamma \rho_s(z) \rho', \quad (5.2.8)$$

где  $\Gamma = (H\bar{N}^2)/g$  — параметр стратификации ( $\Gamma \simeq 10^{-3}$ ; будем полагать  $\Gamma \sim \text{Ki}$ ); все величины со штрихами безразмерны.

Так как  $L \sim 100 \text{ км}$ , то в дальнейшем можно ограничиться приближением  $\beta$ -плоскости и считать в силу второй формулы (5.2.3), что  $f = f_0(1 + \beta^* \text{Ki} y')$ , где  $\beta^*$  и  $y'$  безразмерны и представляют собой величины порядка единицы.

Формальное разложение штрихованных переменных в ряд по числу Кибеля  $\text{Ki}$  (например,  $u' = u_0 + \text{Ki} u_1 + \dots$ ) и подстановка этих рядов в исходные уравнения дают следующие уравнения (см. [2, 6]):

в нулевом приближении

$$-v_0 = -\frac{\partial p_0}{\partial x}$$

$$+u_0 = -\frac{\partial p_0}{\partial y};$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = \rho_0; \quad \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0;$$

\* Важность подобного характерного масштаба, по-видимому, впервые была отмечена Россби [3], предложившим называть его радиусом деформации. В неявной форме такой масштаб встречался еще в работе Прандтля [4].



$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \rho_0}{\partial y} + N^2 w_0 = 0; \quad (5.2.9)$$

в первом приближении

$$\begin{aligned} -\beta^* y v_0 - v_1 + \frac{\partial u_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial y} &= -\frac{\partial p_1}{\partial x}; \\ +\beta^* y u_0 + u_1 + \frac{\partial v_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y} &= -\frac{\partial p_1}{\partial y}; \\ \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (5.2.10)$$

Заметим, что в первом приближении мы не выписываем аналогичи третьего и пятого уравнений системы (5.2.9), поскольку в дальнейшем эти уравнения не используются.

Исключая из первых двух уравнений системы (5.2.10) давление  $p_1$ , легко получим

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial v_0}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial y} + \beta^* y \right) = \frac{\partial w_0}{\partial z}.$$

По существу, это безразмерная форма записи уравнения (5.2.2).

Деля почленно пятое уравнение системы (5.2.9) на  $N^2$  и дифференцируя его по  $z$ , находим в силу первых трех уравнений системы (5.2.9)

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \right) \right] = -\frac{\partial w_0}{\partial z}.$$

Складывая эти уравнения, имеем

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[ \frac{\partial v_0}{\partial x} - \frac{\partial u_0}{\partial y} + \beta^* y + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \right) \right] = 0. \quad (5.2.11)$$

Это и есть окончательная форма уравнения для описания синоптических вихрей; функции  $u_0$ ,  $v_0$ ,  $\rho_0$  в силу первых трех уравнений (5.2.9) просто выражаются через  $\rho_0$ . Уравнение (5.2.11) есть не что иное, как уравнение сохранения потенциального вихря частицы жидкости (см. более подробно [2]).

Применимость уравнений типа (5.2.11) к анализу синоптических вихрей в океане рассматривалась в ряде работ. Кошляков и Грачев [7] по наблюдениям оценили некоторые параметры вихря, изображенного на рис. 5.1.6, и продемонстрировали возможность интерпретации такого вихря как бароклинной волны Россби на не ровном дне [линейный анализ уравнения (5.2.11)]; Бретертон и Карвайт [8] показали, что уравнение типа (5.2.11) удовлетворительно описывает эволюцию наблюдаемых вихрей (см. рис. 5.1.6 и 5.1.9).

Уравнение (5.2.11) должно решаться при следующих граничных условиях:



на поверхности океана

$$w_0 = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, \quad (5.2.12)$$

на дне океана

$$w_0 = u_0 \frac{\partial h'}{\partial x} + v_0 \frac{\partial h'}{\partial y} \quad \text{при} \quad z = 1, \quad (5.2.13)$$

где  $h'$  — безразмерное возмущение глубины океана.

Условие (5.2.12) легко получается из обычных граничных условий на свободной поверхности океана (см. раздел 4.1), поскольку характерный масштаб для уровня океана равен  $H/K_i$ . Условие (5.2.13) мы записываем при  $z = 1$ , поскольку в области с характерным горизонтальным масштабом порядка 100 км неровности дна обычно невелики ( $h \sim 50$  м), и потому мы полагаем, что  $h/H \sim K_i$ . Обсуждения особенностей синоптических вихрей в области с резкими перепадами глубин см. в обзоре Н. Филлипса [2, стр. 138].

Постановка граничных условий по горизонтали весьма специфична и здесь обсуждаться не будет.

Полезно указать уравнение энергии для рассматриваемых движений. Умножая первые два уравнения системы (5.2.10) соответственно на  $u_0$  и  $v_0$ , а последнее уравнение системы (5.2.9) на  $\rho_0$  и складывая полученные результаты, после простых преобразований находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{u_0^2 + v_0^2}{2} + \frac{\rho_0^2}{2N^2} \right) = & -\operatorname{div}_h \left\{ \mathbf{v}_0 \left( \frac{u_0^2 + v_0^2}{2} + \frac{\rho_0^2}{2N^2} + p_1 \right) + \mathbf{v}_1 \rho_0 \right\} - \\ & - \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w_0), \end{aligned} \quad (5.2.14)$$

где символ  $\operatorname{div}_h$  обозначает плоскую дивергенцию векторов и  $\mathbf{v}_0 = (u_0, v_0)$ ;  $\mathbf{v}_1 = (u_1, v_1)$ . Величина  $\rho_0^2/2N^2$ , по существу, дает выражение для плотности *доступной потенциальной энергии* (см. [9]).

Если предположить, что жидкость заключена в конечный объем  $V$  с отвесными вертикальными стенками, на которых нормальная компонента горизонтальной скорости равна нулю, то, интегрируя (5.2.14) по объему  $V$  и учитывая условие (5.2.12), а также то, что в силу (5.2.13) и первого, второго и четвертого уравнений системы (5.2.9)

$$p_0 w_0 = \operatorname{div}_h (\rho_0 h' \mathbf{v}_0) \quad \text{при} \quad z = 1,$$

получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left( \frac{u_0^2 + v_0^2}{2} + \frac{\rho_0^2}{2N^2} \right) dV = 0. \quad (5.2.15)$$

Такова интегральная форма закона сохранения энергии.

Используя результаты раздела 4.1, выясним теперь вопрос о том, какие типы волн отфильтровывают принятые нами приближения. Для этого линеаризируем уравнение (5.2.11); в силу первых трех уравнений системы (5.2.9) имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \Delta_h p_0 + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{N^2} \frac{\partial p_0}{\partial z} \right) \right] + \beta^* \frac{\partial p_0}{\partial x} = 0.$$



Решение этого уравнения в случае постоянной глубины океана легко находится методом разделения переменных

$$p_0 = \sum_1^{\infty} \Psi_n(x, y, t) Z_n(z),$$

где функции  $\Psi_n(x, y, t)$  удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta_h \Psi_n - \varepsilon_n \Psi_n) + \beta^* \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} = 0, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (5.2.16)$$

а  $\varepsilon_n$  и  $Z_n(z)$  — собственные значения и соответствующие им собственные функции следующей задачи:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{N^2} \frac{dZ}{dz} \right) + \varepsilon Z = 0; \\ Z'(0) = 0, \quad Z'(1) = 0; \quad (5.2.17)$$

Задача (5.2.16) полностью эквивалентна общей задаче (4.1.8) в квазистатическом приближении. Уравнение (5.2.16) описывает распространение баротропных и бароклиных волн Россби в океане; для не очень длинных волн с волновыми числами порядка  $1/1000$  км и больше это уравнение может быть выведено в ВКБ приближении из общих приливных уравнений Лапласа (соответствующий анализ см. в работе Н. Филлипса [10]).

Итак, принятые нами при выводе уравнений (5.2.9), (5.2.10) и граничных условий (5.2.12) и (5.2.13) приближения полностью отфильтровывают акустические, гироскопические и гравитационные волны и оставляют лишь низкочастотные волны Россби (баротропные и бароклиные); причем в линейном приближении наши уравнения описывают волны Россби практически без искажений (дисперсионные соотношения для волн Россби см. на рис. 4.1.5). Ясно, конечно, что разложение решения задачи на невзаимодействующие между собой баротропные и бароклиные волны Россби возможно лишь в линейном приближении. Подчеркнем, что основное уравнение (5.2.11) нелинейно и в общем случае различные волны Россби будут взаимодействовать друг с другом.

Интересно также отметить, что определение плотности энергии, согласно уравнению (5.2.14), совпадает с определением плотности энергии для волновых движений малой амплитуды [см. уравнение (4.1.5)], если, конечно, пренебречь сжимаемостью среды и принять квазистатическое приближение.

Важнейшей проблемой динамики океана является вопрос о генерации синоптических вихрей в океане, или, иными словами, вопрос об энергетическом источнике синоптической изменчивости в океане. Естественно прежде всего рассмотреть возможность прямой резонансной генерации синоптических вихрей в океане атмосферными возмущениями. Обратимся для этого к табл. 5.2.1, (см. [11]), в которой приведено распределение энергии по характерным участкам спектра для некоторых атмосферных параметров\*.

Согласно этой таблице, наблюдается отчетливый энергетический пик для скорости ветра в частотном диапазоне, соответствующем так называемому естественному синоптическому периоду (5—10 суток) в атмосфере (интервал 3 в табл. 5.2.1). Это диапазон синоптической изменчивости атмосферы; хорошо известно, что

\* Таблица построена по данным кораблей погоды и островных метеостанций в Атлантике за период 50—100 лет для среднемесячных величин и 1—2 года для срочных наблюдений.



Таблица 5.2.1. Распределение энергии по характерным участкам спектра для температуры  $T$  (град.<sup>2</sup>), давления  $p$  (мбар<sup>2</sup>) и скорости ветра  $V_w$  (м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) на уровне моря

Район	Участок спектра					
	(6) $6 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-8}$ гц	(5) $3 \cdot 10^{-8} - 1,2 \cdot 10^{-7}$ гц	(4) $1,2 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7}$ гц	(3) $8 \cdot 10^{-7} - 7 \cdot 10^{-5}$ гц	(2) $7 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-3}$ гц	(1) $6 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-1}$ гц
Северная часть Атлантики (60—40° с. ш.)	0,50 4,35 —	7,75 72 —	1,34 61 14,2	2,44 82 75	— — —	— — —
Центральная часть Атлантики (40—20° с. ш.)	0,081 0,58 —	1,57 7,46 —	3,74 — 17,5	5,25 50 95	— — —	— — —
Экваториальная часть Атлантики (10° с. ш. — 10° ю. ш.)	0,10 0,11 —	0,74 1,04 —	0,15 0,26 1,7	2,48 1,48 15	— — 0,149	— — 0,428
Южная часть Атлантики (40—60° ю. ш.)	0,12 1,31 —	1,22 14,60 —	0,90 20,5 6,4	6,6 114 65	— — —	— — —

Примечание. Для каждой станции первая цифра отвечает  $\sigma_T^2(n)$ , вторая  $\sigma_p^2(n)$ , третья  $\sigma_v^2(n)$ ;  $n$  — номер участка спектра.

синоптическая изменчивость в атмосфере формируется циклонами и антициклонами с характерным горизонтальным масштабом порядка 1000 км. Так как характерный горизонтальный масштаб для синоптических вихрей в океане имеет порядок 100 км, то возможность прямого резонансного возбуждения таких вихрей, по-видимому, отпадает.

В настоящее время реалистичной представляется следующая схема: атмосферные возмущения типа циклонов и антициклонов генерируют в океане крупномасштабные течения, которые благодаря различным физическим механизмам оказываются *неустойчивыми*, в результате чего и возбуждаются мезомасштабные геострофические движения, заимствующие, таким образом, свою энергию от крупномасштабных движений. Однако вряд ли направление потока энергии всегда односторонне; возможно, что в некоторых областях океана поток энергии направлен от мезомасштабных движений к крупномасштабным (мы еще вернемся к этому вопросу в главе 9).

Итак, актуальными становятся задачи об устойчивости крупномасштабных течений, или, более обще, проблемы взаимодействия крупномасштабных и мезомасштабных геострофических движений.



Рассмотрим сначала кратко результаты *линейной* теории устойчивости простых зональных или меридиональных геострофических течений. Этому вопросу посвящена большая литература (см. работы [5, 6, 12—17] и библиографию к ним); в последнее время интенсивно изучаются проблемы *нелинейной* устойчивости (см., например, [18—21]).

Пусть задано, например, зональное геострофическое движение и  $h' = h'(y)$ . В силу простоты этого движения можно считать, что оно разложено в ряд по числу Кибеля  $K_i$  и отдельные члены этого ряда удовлетворяют уравнениям (5.2.9), (5.2.10) и т. д.:

$$\begin{aligned} U_0 &= U_0(y, z); & V_0 &= 0; & W_0 &= 0; & P_0 &= P_0(y, z); & \rho_0 &= \rho_0(y, z); \\ U_1 &= U_1(y, z); & V_1 &= 0; & W_1 &= 0; & P_1 &= P_1(y, z); & \rho_1 &= \rho_1(y, z). \end{aligned}$$

Возмущая это решение, легко получим *линейные* относительно таких возмущений уравнения. Ограничимся тем, что приведем лишь уравнение для суммарной энергии таких возмущений. Повторяя, по существу, вывод уравнения (5.2.15), находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left( \frac{\tilde{u}_0^2 + \tilde{v}_0^2}{2} + \frac{\tilde{\rho}_0^2}{2N^2} \right) dV &= \int_V \left( -\tilde{u}_0 \tilde{v}_0 \frac{\partial U_0}{\partial y} \right) dV + \\ &+ \int_V \left( -\frac{\tilde{v}_0 \tilde{\rho}_0}{N^2} \frac{\partial \rho_0}{\partial y} \right) dV, \end{aligned} \quad (5.2.18)$$

где величины с волнистой линией сверху означают возмущения. Мы видим, что существуют два источника энергии возмущений. Первый источник связан с тем, что крупномасштабное движение не изменяется по горизонтали. Если такое движение действительно неустойчиво (на обсуждении конкретных критериев устойчивости мы останавливаться не будем, отсылая читателя к только что цитированным работам), то неустойчивость такого вида называется *баротропной*, поскольку, вообще говоря, бароклинность морской воды не имеет в этом случае существенного значения. Энергетическим источником возмущений является кинетическая энергия крупномасштабного движения.

Второй источник энергии возмущений обусловлен существованием горизонтального градиента плотности  $\partial \rho_0 / \partial y$  (или в силу геострофического соотношения вертикального градиента скорости  $\partial U_0 / \partial z$ ). Неустойчивость такого вида называется *бароклинной*. Первоначальным энергетическим источником возмущений является доступная потенциальная энергия крупномасштабного движения.

Интересный новый механизм генерации синоптических вихрей предложили недавно Бретертон и Карвайт [8]. Их механизм обусловлен неустойчивостью крупномасштабного течения при слабом ( $h/H \sim K_i$ ) возмущении рельефа дна (наличие «шероховатости» дна). Численное исследование задачи показало не только возможность генерации синоптических вихрей, но и их сильное «обратное» влияние на крупномасштабное движение.



**Меандрирование пограничных течений.** Перейдем, наконец, к краткому обзору теории узких меандрирующих течений, таких, как Гольфстрим и Куроисио (см. обзор Робинсона [22]). Первоначальные теории меандрирования рассматривали это явление в рамках классической теории бароклинной (или баротропной) неустойчивости заданного потока (см., например, [14, 15, 23, 24]). Однако, как отмечает Робинсон [22], теория бароклинной неустойчивости указывает на очень быстрое нарастание возмущений; поэтому как линейная теория она применима лишь в очень узком диапазоне (как во времени, так и в пространстве).

В работах Уоррена [25], Робинсона и Ниилера [26], Ниилера и Робинсона [27] предложена нелинейная стационарная теория, объясняющая формирование меандров влиянием рельефа дна. Эта теория была успешно применена Робинсоном и Тафтом [28] для объяснения существования двух устойчивых стационарных положений оси Куроисио (см. раздел 5.1). Было показано, что положение оси Куроисио существенно зависит от величины придонной скорости (эта величина является входным параметром в теории). По существу, объяснение существования преимущественно двух устойчивых положений оси Куроисио сводится к доказательству существования «запретной зоны», разделяющей эти положения оси Куроисио; при вариации входных параметров теории, согласно наблюдениям, ось Куроисио крайне редко попадает в такую зону. Однако нелинейная теория топографических меандров не учитывает важной роли нестационарных эффектов (см. обсуждение особенностей меандрирования Гольфстрима в разделе 5.1).

Указанные два механизма, бесспорно, существенны, однако необходима (по крайней мере, для Гольфстрима) такая нестационарная нелинейная теория, которая включила бы как эффект бароклинной неустойчивости, так и эффект образования стационарных меандров из-за рельефа дна. Поскольку построение такой теории связано с очень большими трудностями (см. обзор Робинсона [22, п. 6, 7], где кратко обсуждаются основные положения этой теории), мы рассмотрим упрощенную линейную теорию, по-видимому, правильно описывающую формирование не очень сильных меандров и вихрей [29].

При построении теории число Кибеля предполагается малым и учитываются лишь первые члены разложения в ряд скорости, давления и температуры течения. После некоторых преобразований задача сводится к анализу следующей системы, которую удобно записать в безразмерном виде:

$$\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial z \partial t} + V(z) \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial v \partial z} - \frac{dV}{dz} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial v} = 0; \quad (5.2.19)$$

$$\int_0^1 \left\{ \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial v \partial t} + V(z) \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial v^2} \right\} dz + h^* \tilde{v}(v, 0, t) = 0, \quad (5.2.20)$$

где  $v$  отсчитывается поперек изобат, предполагаемых прямыми ли-



ниями ( $z=0$  соответствует дну и ось  $z$  направлена вверх);  $\tilde{v}(v, z, t)$  — скорость вдоль изобат;  $V(z)$  — начальная скорость ( $x=0$ ) поперек изобат [в первом приближении скорость поперек изобат повсюду равна  $V(z)$ ];  $h^*$  — некоторый параметр, определяющий эффект рельефа дна.

Ограничимся описанием некоторых важных свойств решений этих уравнений, связанных с процессом меандрирования течений. Прежде всего уравнения (5.2.19), (5.2.20) допускают волновые решения вида  $\tilde{v} = A(z) \exp i(kv - \omega t)$ . Из (5.2.19) сразу находим, что  $A(z) = V(z) - \omega/k$ ; подстановка в (5.2.20) дает дисперсионное соотношение

$$-k\omega^2 + 2\langle V \rangle k^2\omega - \langle V^2 \rangle k^3 + h^*(-\omega + k\bar{V}) = 0, \quad (5.2.21)$$

где выражение в угловых скобках означает среднее по глубине, а  $\bar{V}$  — значение  $V$  при  $z=0$ .

Нетрудно показать, что в баротропном случае  $\langle V \rangle = \sqrt{\langle V^2 \rangle} = \bar{V} = V$  волны всегда устойчивы. В бароклинном случае могут возникать нарастающие колебания; проще всего это продемонстрировать, полагая  $h^* = 0$ . Тогда

$$k = \frac{\omega}{\langle V^2 \rangle} \{ \langle V \rangle \pm \sqrt{\langle V \rangle^2 - \langle V^2 \rangle} \}.$$

Поскольку  $\langle V \rangle^2 < \langle V^2 \rangle$ , то при действительном  $\omega$  волновое число  $k$  будет комплексным, что и означает экспоненциальное нарастание колебаний при увеличении  $v$  (вниз по течению).

Отметим необычный характер системы (5.2.19), (5.2.20): вообще говоря, уравнение (5.2.19) определяет вертикальную структуру  $\tilde{v}$ , а уравнение (5.2.20) — горизонтальную структуру  $\tilde{v}$ . Можно показать, что после ряда преобразований получается следующее уравнение для  $\tilde{v}_0 = \tilde{v}(v, 0, t)$ :

$$\frac{\partial^3 \tilde{v}_0}{\partial v \partial t^2} + 2\langle V \rangle \frac{\partial^3 \tilde{v}_0}{\partial v^2 \partial t} + \langle V^2 \rangle \frac{\partial^3 \tilde{v}_0}{\partial v^3} + h^* \left( \frac{\partial \tilde{v}_0}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{v}_0}{\partial v} \right) = 0. \quad (5.2.22)$$

Стационарное решение этого уравнения существует лишь при наличии рельефа дна ( $h^* \neq 0$ ); длина волны топографических меандров равна  $h^* \bar{V} / \langle V^2 \rangle$ .

В баротропном случае уравнение (5.2.22) сильно упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial^2 \tilde{v}_0}{\partial v \partial t} + V \frac{\partial^2 \tilde{v}_0}{\partial v^2} + h^* \tilde{v}_0 = 0.$$

Это известное телеграфное уравнение (только роль «времени» играет  $v$ , а роль «координаты» —  $t$ ). Поэтому задание  $\tilde{v}_0$  и  $\partial \tilde{v}_0 / \partial v$  при  $v=0$  приводит к корректной задаче.



Итак, рассмотренная модель меандрирования объединяет в определенном смысле модели бароклиной неустойчивости и стационарных топографических меандров. В работе Робинсона и Гэдгил [29] (см. также [22]) показано, что такая модель позволяет качественно описать ряд важных особенностей процесса меандрирования (изменение длины волны со временем, влияние начальных наклонений и кривизны струи, эффект изменения  $V$  со временем, тенденция к образованию отдельных вихрей и т. д.). Все это важно как для планирования и интерпретации наблюдений, так и для анализа более точной нелинейной модели.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Burger A. P. Scale consideration of planetary motions of the atmosphere.— „Tellus“, 1958, vol. 10, No. 2, p. 195—205.
2. Phillips N. A. Geostrophic motion.— „Reviews of Geophysics“, 1963, vol. 1, No. 2, p. 123—176.
3. Rossby C. G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II.— „J. Mar. Res.“, 1937—1938, vol. 1, No. 3, p. 239—263.
4. Prandtl L. Beiträge zur Mechanik der Atmosphäre.— Berichte Assoc. Meteor. Union Geod. Geophys. Edinburgh, 1936, p. 1—32.
5. Charney J. G. and Stern M. E. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere.— „J. Atm. Sci.“, 1962, vol. 19, No. 2, p. 159—172.
6. Pedlosky J. The stability of currents in the atmosphere and the ocean. Part I.— „J. Atm. Sci.“, 1964, vol. 21, No. 2, p. 201—219.
7. Koshlyakov M. N. and Grachev Y. M. Mesoscale currents at a hydrophysical polygon in the tropical Atlantic.— „Deep-Sea Res.“, 1973, vol. 20, No. 6, p. 507—526.
8. Bretherton F. P. and Karweit M. Mid-ocean mesoscale modelling.— In: Proc. Symp. Numer. Modell. Ocean Circul., U. S. A. Nat. Acad. Press., 1973.
9. Lorenz E. Available potential energy and the maintenance of the general circulation.— „Tellus“, 1955, vol. 7, No. 2, p. 157—167.
10. Phillips N. A. Models for weather prediction.— In: „Annual Review of Fluid Mechanics“, Palo Alto, Calif, 1970, vol. 2, p. 251—292.
11. Бышев В. И., Иванов Ю. А. Временные спектры некоторых характеристик атмосферы над океаном.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1969, т. 5, № 1, с. 17—28.
12. Charney J. G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current.— „J. Meteorology“, 1947, vol. 4, No. 5, p. 135—162.
13. Pedlosky J. The stability of currents in the atmosphere and the ocean. Part II.— „J. Atm. Sci.“, 1964, vol. 21, No. 4, p. 342—353.
14. Тареев Б. А. Неустойчивые волны Россби и нестационарность океанских течений.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1965, т. 1, № 4, с. 426—438.
15. Orlandi I. The influence of bottom topography on the stability of jets in a baroclinic fluid.— „J. Atm. Sci.“, 1969, vol. 26, No. 6, p. 1216—1232.
16. Абрамов А. А., Тареев Б. А., Ульянова В. И. Бароклиная неустойчивость в двуслойной фронтальной модели Кочина на бета-плоскости.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 2, с. 131—141.
17. Абрамов А. А., Тареев Б. А., Ульянова В. И. Неустойчивость двухслойного геострофического течения с антисимметричным профилем скорости в верхнем слое.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 10, с. 1017—1028.
18. Pedlosky J. Finite-amplitude baroclinic waves.— „J. Atm. Sci.“, 1970, vol. 27, No. 1, p. 15—30.
19. Pedlosky J. Finite-amplitude baroclinic waves with small dissipation.— „J. Atm. Sci.“, 1971, vol. 28, No. 4, p. 587—597.



20. Pedlosky J. Limit cycles and unstable baroclinic waves.—„J. Atm. Sci.“, 1972, vol. 29, No. 1, p. 53—63.
21. Pedlosky J. Finite-amplitude baroclinic wave packets.—„J. Atm. Sci.“, 1972, vol. 29, No. 4, p. 680—686.
22. Robinson A. R. The Gulf Stream.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 351—370.
23. Ichiye T. On the variation of oceanic circulation (V).—„Geophys. Mag.“, 1955, vol. 26, No. 4, p. 283—342.
24. Ichiye T. On the mechanism of a cold water domain on the northern boundary of the Kuroshio.—„Oceanogr. Mag.“, 1956, vol. 8, No. 1, p. 43—52.
25. Warren B. A. Topographical influences on the path of the Gulf-stream.—„Tellus“, 1963, vol. 15, No. 2, p. 167—183.
26. Robinson A. R. and Niiler P. P. The theory of free inertial currents. I Path and structure.—„Tellus“, 1967, vol. 19, No. 2, p. 269—291.
27. Niiler P. P. and Robinson A. R. The theory of free inertial jets, II. A numerical experiment for the path of the Gulf Stream.—„Tellus“, 1967, vol. 19, No. 4, p. 601—619.
28. Robinson A. R., Taft B. A. A numerical experiment for the path of the Kuroshio.—„J. Mar. Res.“, 1972, vol. 30, No. 1, p. 65—101.
29. Robinson A. R. and Gadgil S. Time-dependent topographic meandering.—„Geophys. Fl. Dyn.“, 1970, vol. 1, No. 4, p. 411—438.



## 6

### ГЛАВА

## СЕЗОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Сезонная изменчивость океанологических полей создается годовым ходом солнечной радиации и состояния атмосферы (т. е. прежде всего ветра, температуры воздуха и атмосферных осадков). Эта изменчивость изучена лучше, чем другие виды изменчивости океанологических полей, но все же из-за общей бедности данных измерений в океане (охарактеризованной в главе 2) достаточно полной картины сезонной изменчивости Мирового океана еще не построено.

Из различных океанологических полей наиболее доступно для глобального обобщения данных по сезонной изменчивости поле температуры поверхности океана. Попытка такого обобщения была предпринята Панфиловой [1], выделившей пять типов годового хода температуры: 1) экваториально-тропический тип с очень слабо выраженными сезонными колебаниями; 2) тропический тип с отчетливым годовым ходом с размахом  $4-6^{\circ}\text{C}$ , в северном полушарии с максимумом температуры в августе—сентябре и минимумом в феврале—марте, а в южном полушарии с максимумом в марте—апреле и минимумом в июле—августе, с медленным весенним прогревом и быстрым осенним охлаждением вод; 3) тип умеренных широт с наибольшими размахами годового хода (до  $8^{\circ}\text{C}$ , почти постоянной температурой в течение зимы, в северном полушарии с максимумом в августе и минимумом в марте—апреле, а в южном полушарии — соответственно в феврале и августе, причем весенний прогрев и осеннее охлаждение занимают одинаковое время; 4) антарктико-субантарктический тип с размахом годового хода  $2-3^{\circ}\text{C}$ , почти постоянной температурой зимой (июнь—октябрь) и летом (январь—март) и переходными сезонами одинаковой продолжительности; 5) североиндоокеанский тип с максимумом температуры в апреле—мае и вторичным максимумом в октябре—ноябре, минимумом в январе—феврале (устойчивый зимний муссон) и вторичным минимумом в августе (устойчивый летний муссон) и размахом полугодовых колебаний температуры  $2-4^{\circ}\text{C}$ .

Карта  
температ  
да — на  
к широт  
туры, со  
потока с  
люсам  
температ  
районах

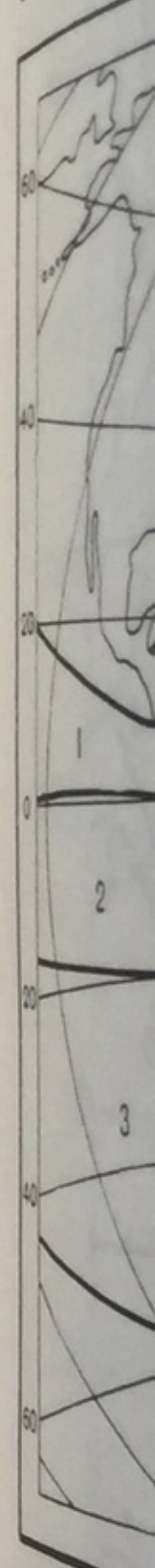


Рис. 6.1.

падать  
кой про  
сезонно  
части И  
Ука  
нечно,  
локаль  
Напри  
хого о  
вал в  
а в 19  
банки  
годы  
ний м  
Се  
ремер



Карта распространения указанных типов сезонных колебаний температуры показана на рис. 6.1, а типовые кривые годового хода — на рис. 6.2. Эти данные выражают прежде всего тенденцию к широтной зональности типов сезонной изменчивости температуры, создаваемую широтной зональностью сезонных изменений потока солнечного тепла — ростом их амплитуды от экватора к полюсам, с той лишь особенностью, что амплитуда годового хода температуры воды оказывается максимальной не в приполярных районах (где температура не поднимается высоко, но и не может

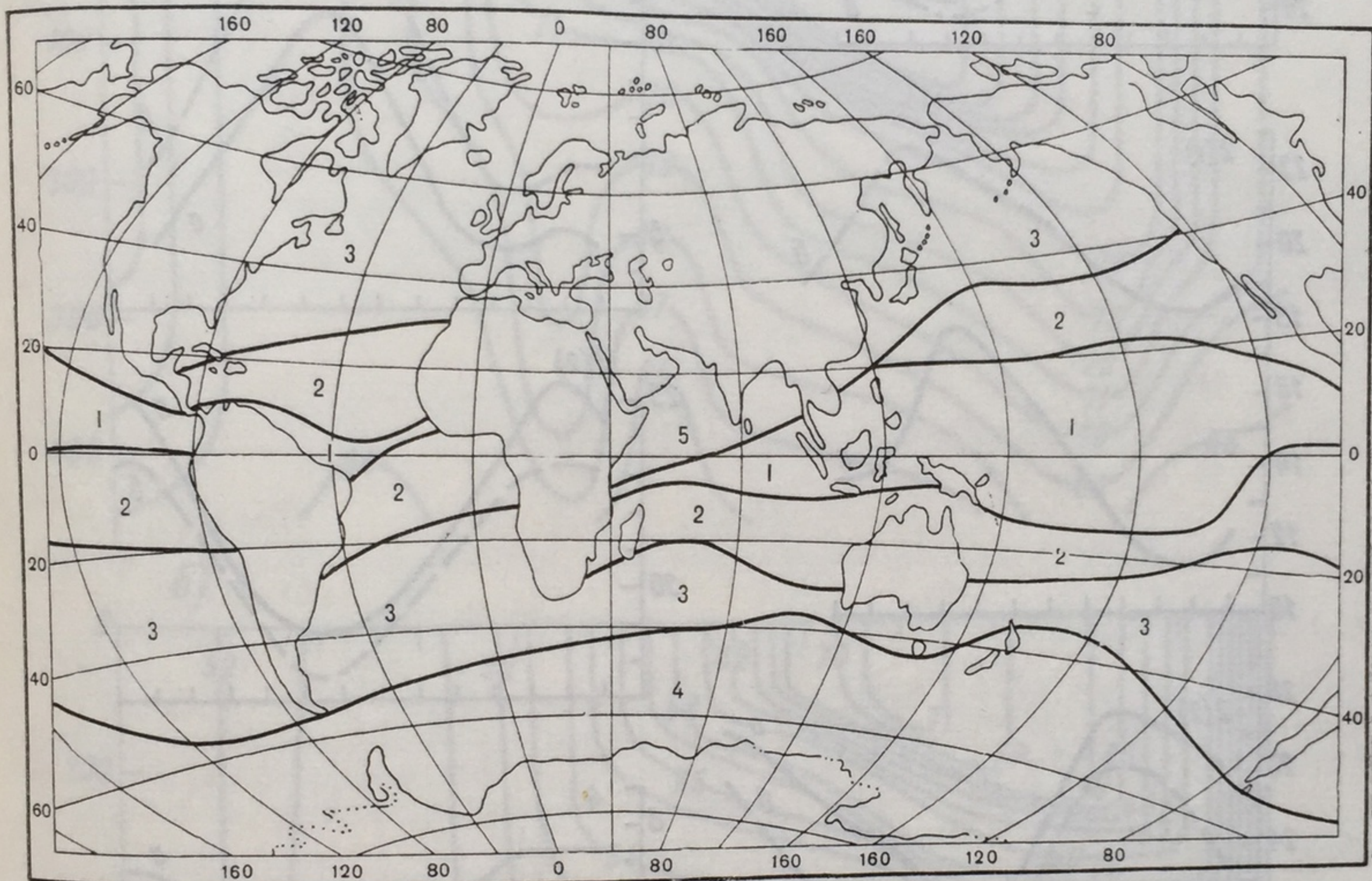


Рис. 6.1. Районирование Мирового океана по типам сезонных колебаний температуры поверхности воды (по Панфиловой [1]).

падать ниже нуля), а в умеренных широтах. Исключением из такой простой широтной закономерности является муссонный тип 5 сезонной изменчивости температуры поверхности воды в северной части Индийского океана.

Указанная типизация сезонной изменчивости температуры, конечно, схематична; реальная изменчивость более сложна как из-за локальных явлений, так и вследствие междугодичных колебаний. Например, корабль погоды «Экстра» в северо-западной части Тихоокеана (в зоне сезонной изменчивости типа 3) зарегистрировал в 1948 г. размах годового хода температуры воды  $14^{\circ}\text{C}$ , а в 1950 г. даже  $18^{\circ}\text{C}$ ; в районе Большой Ньюфаундлендской банки в Атлантике (также зона типа 3) этот размах в отдельные годы достигает  $10\text{--}15^{\circ}\text{C}$ , в шельфовых водах Гольфстрима средний многолетний размах годового хода равен  $13^{\circ}\text{C}$ .

Сезонные колебания температуры благодаря вертикальному перемешиванию вод заметны обычно до глубин 200—300 м; они



охватывают верхний перемешанный слой океана и верхний (сезонный) термоклин. На рис. 6.3, заимствованном из работы [2], приведены два типичных примера сезонных изменений поля температуры в верхних слоях океана — в районе Бермудских островов

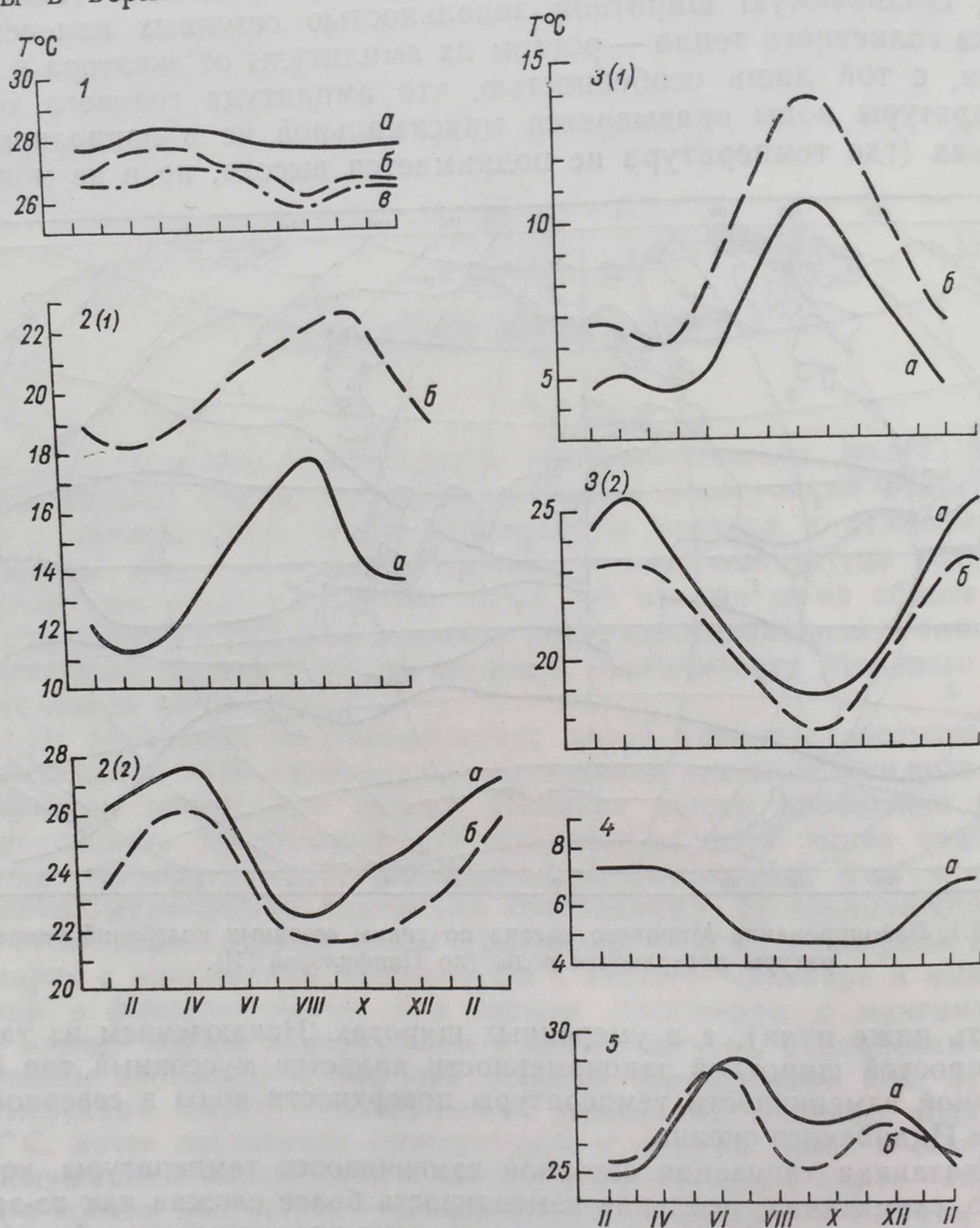


Рис. 6.2. Типовые кривые годового хода температуры поверхности воды (по Панфиловой [1]).

1: а — 5° ю. ш., 96° в. д.; б — 5° ю. ш., 145° з. д.; в — 2° с. ш., 30° з. д.; 2 (1): а — 38° с. ш., 139° з. д.; б — 26° с. ш., 17° з. д.; 2 (2): а — 3° ю. ш., 7° з. д.; б — 2° ю. ш., 106° з. д.; 3 (1): а — 54° с. ш., 45° з. д.; б — 50° с. ш., 136° з. д.; 3 (2): а — 29° ю. ш., 27° з. д.; б — 31° ю. ш., 177° в. д.; 4: а — 55° ю. ш., 77° з. д.; 5: а — 17° с. ш., 66° в. д.; б — 12° с. ш., 58° в. д.

в Атлантике и в месте стоянки корабля погоды «Папа» в Тихом океане (50° с. ш., 145° з. д.). Они показывают, что летний прогрев (в этих примерах наибольший в июле—сентябре) охватывает лишь

сравнительно т...

ченный снизу

дение поверхно

ливает переме

моклин начин

а)

0 69 68

100

200

300

400

б)

0 52

100

200

300

400

футы

Рис. 6.3.

а — в

в течение

термоклин

Такой реж

и умерен

и резко

конвектив

изменени



сравнительно тонкий верхний перемешанный слой океана, ограниченный снизу резким термоклином; начинающееся осенью охлаждение поверхностных вод благодаря возникающей конвекции усиливает перемешивание, толщина перемешанного слоя растет, и термоклин начинает размываться сверху; этот процесс нарастает

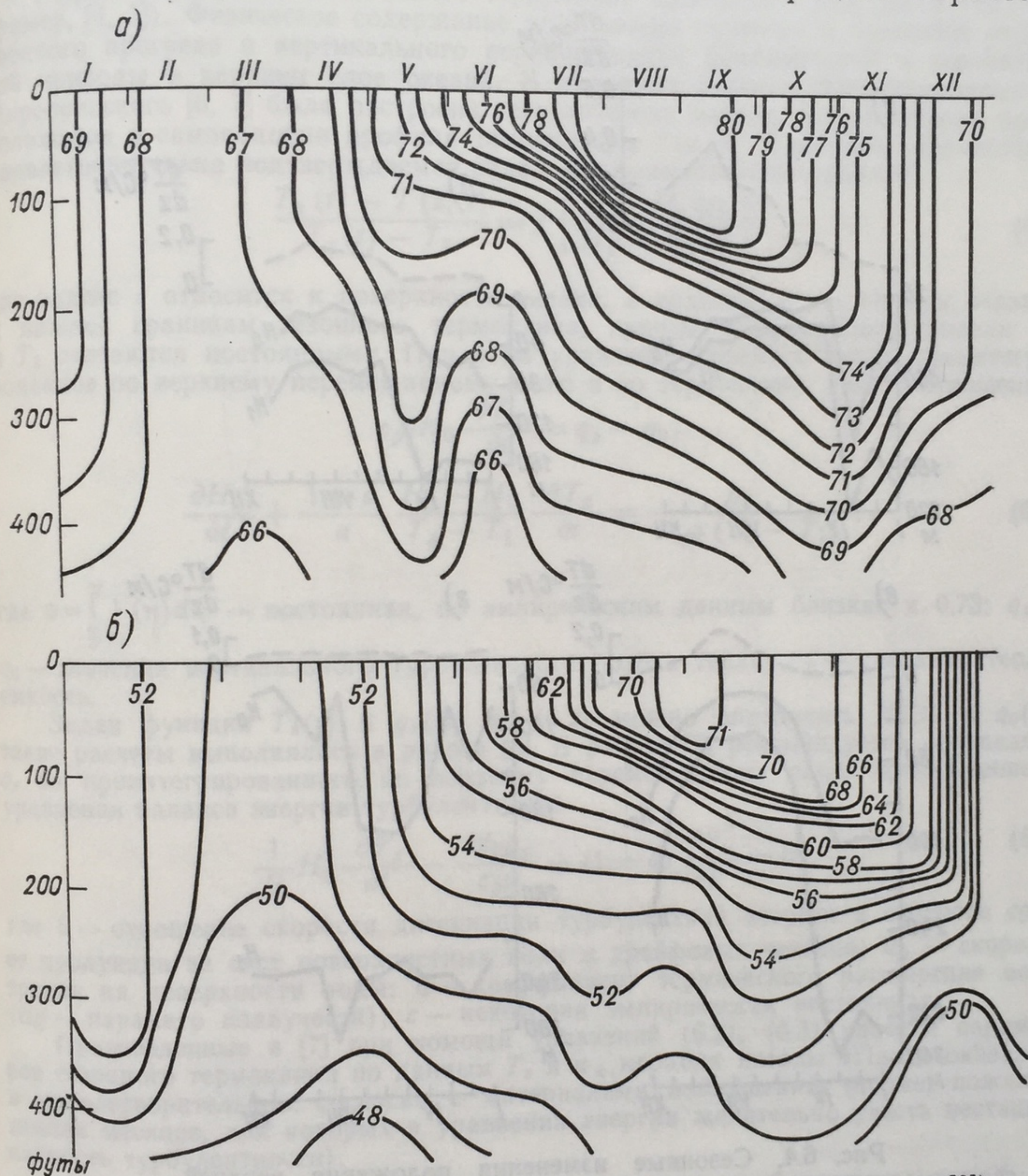


Рис. 6.3. Сезонный ход температуры (°F) (по Тернеру и Краусу [2]).  
а — в районе Бермудских островов, б — в северной части Тихого океана.

в течение всей зимы, и в конце ее (февраль—март) весь верхний термоклин размывается и превращается в перемешанный слой. Такой режим сезонных колебаний термоклина свойствен высоким и умеренным широтам, в тропиках же верхний термоклин, хотя и нерезко выраженный, сохраняется в течение всего года, причем конвективный вклад в перемешивание выше термоклина вносится изменениями солености поверхностных вод за счет испарения.



Филлюшкин [3] построил графики сезонных колебаний глубин верхней ( $H_0$ ) и нижней ( $H_1$ ) границ сезонного термоклина и среднего вертикального градиента температуры  $\frac{dT}{dz}$  в нем для ряда

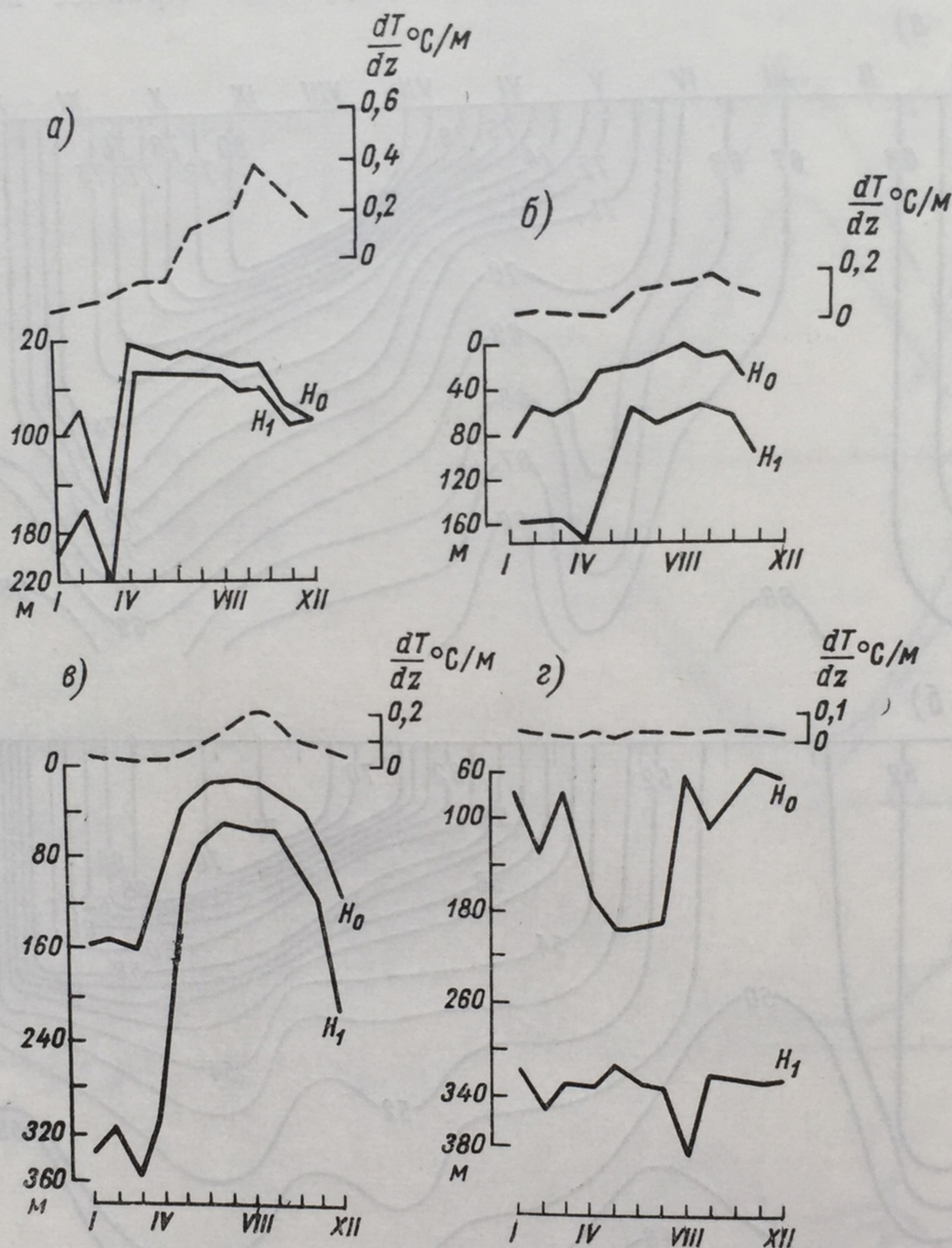


Рис. 6.4. Сезонные изменения положения верхней границы сезонного термоклина ( $H_0$ ), нижней его границы ( $H_1$ ) и среднего вертикального градиента  $dT/dz$  (по Филлюшкину [3]).

а — на станции «Папа» (50° с. ш., 145° з. д.); б — в квадрате 45° с. ш., 130° з. д.; в — на станции «Extra» — (30° с. ш., 153° в. д.); г — в квадрате 20° с. ш., 155° з. д.

пунктов в северной части Тихого океана (рис. 6.4). Графики на рис. 6.4 а, б, в относятся к умеренным широтам с хорошо выраженными сезонными колебаниями термоклина — глубина его верхней границы здесь меняется в течение года на 60—120 м; график на



рис. 6.4 г относится к тропикам, где термоклин размыт ( $\frac{\partial T}{\partial z}$  менее  $0,1^\circ \text{C/м}$ ) и изменяется в течение года довольно нерегулярно.

Теории формирования сезонного термоклина посвящался ряд работ (см., например, [4, 5]). Физическое содержание этой теории сводится к описанию радиационного прогрева и вертикального перемешивания динамической и конвективной природы в верхнем слое океана. В недавних работах Китайгородского и Миропольского [6, 7] была построена теоретическая модель, использующая предположение о самоподобии профиля температуры  $T(z, t)$  в сезонном термоклине, удовлетворительно подтверждаемое рядом экспериментальных данных:

$$\frac{T_s(t) - T(z, t)}{T_s(t) - T_1} = f \left[ \frac{z - H_0(t)}{H_1 - H_0(t)} \right], \quad (6.1)$$

где индекс  $s$  относится к поверхности океана, а индексы «0» и «1» — к верхней и нижней границам сезонного термоклина, причем в простейшей модели  $H_1$  и  $T_1$  считаются постоянными. При этом уравнение переноса тепла, проинтегрированное по верхнему перемешанному слою и по термоклину, дает соотношения:

$$c_p \rho H_0 \frac{\partial T_s}{\partial t} = q_s - q_0;$$

$$\frac{\partial H_0}{\partial t} + \frac{1-a}{a} \frac{H_1 - H_0}{T_s - T_1} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{q_0}{a c_p \rho (T_s - T_1)}, \quad (6.2)$$

где  $a = \int_0^1 f(\eta) d\eta$  — постоянная, по эмпирическим данным близкая к 0,73;  $q_s$  и

$q_0$  — значения вертикального турбулентного потока тепла;  $c_p$  — удельная теплоемкость.

Задав функции  $T_s(t)$  и  $q_s(t)$ , из (6.2) можно определить  $H_0(t)$  и  $q_0(t)$ ; такие расчеты выполнялись в работе [6]. В работе [7] рекомендуется определять  $q_s$  из проинтегрированного по верхнему перемешанному слою приближенного уравнения баланса энергии турбулентности.

$$\frac{1}{2} H_0^2 \frac{\partial T_s}{\partial t} - \frac{H_0 q_s}{c_p \rho} + (1-b) \frac{c u_*^3}{\alpha g} = 0, \quad (6.3)$$

где  $b$  — отношение скорости диссипации турбулентной энергии к скорости  $c u_*^3$  ее продукции за счет поверхностных волн и дрейфовых течений;  $u_*$  — скорость трения на поверхности воды;  $\alpha$  — коэффициент термического расширения воды ( $\alpha g$  — параметр плавучести);  $c$  — некоторая эмпирическая постоянная.

Произведенные в [7] при помощи уравнений (6.2), (6.3) расчеты параметров сезонного термоклина по данным  $T_s$  и  $u_*$  корабля погоды «Папа» оказались в удовлетворительном согласии с материалами наблюдений (кроме, пожалуй, зимних месяцев, для которых в уравнении энергии желательно учесть нестационарность турбулентности).

В некоторых районах океана сезонные колебания температуры могут наблюдаться и значительно глубже сезонного термоклина, благодаря сезонной изменчивости теплых и холодных течений, а также подъемов и опусканий вод. Некоторые примеры приведены на рис. 6.5. Они показывают, что в зонах интенсивных течений (Ia — Куроисио, Ib — Калифорнийское течение) размах годовых колебаний температуры может достигать  $2-3^\circ \text{C}$  даже на глубинах 500—600 м, тогда как вне этих зон (IIb, IIIa, б) на таких глубинах сезонные колебания температуры уже незаметны; в Восточно-Австралийском течении (IVa) сезонные колебания температуры отмечаются до глубин свыше 1000 м.



Соленость океанских вод — более консервативная их характеристика, и ее сезонные колебания (создаваемые главным образом годовым ходом испарения и осадков, а также в высоких широтах льдообразования и таяния льдов, а в прибрежных районах речного стока) выражены гораздо слабее. Размах сезонных колебаний солености поверхностных вод имеет порядок 0,2—0,3‰, и лишь в отдельных районах океана он может быть значительно больше

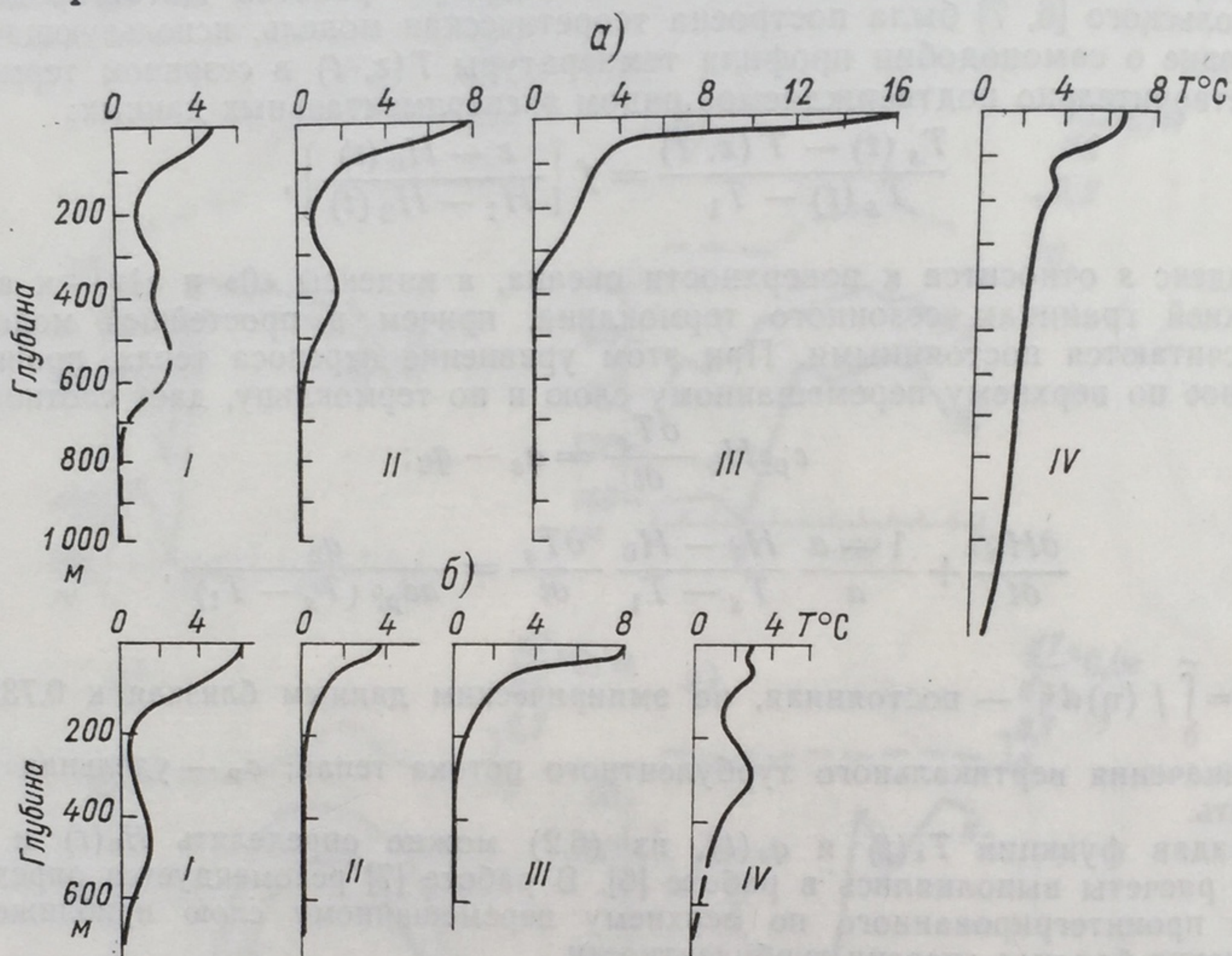


Рис. 6.5. Размах годовых колебаний температуры воды на различных горизонтах (по Панфиловой [1]).

а — северо-западная часть Тихого океана (I — 20° с. ш., 120° в. д.; II — 25° с. ш., 130° в. д.; III — 40° с. ш., 150° в. д.; IV — 35° ю. ш., 155° в. д.); б — северо-восточная часть Тихого океана (I — 25° с. ш., 115° з. д.; II — 30° с. ш., 120° з. д.; III — 50° с. ш., 145° з. д.; IV — 20° с. ш., 155° з. д.).

(в районе Большой Ньюфаундлендской банки — более 0,7‰, в Калифорнийском течении — до 1‰, в Бенгальском заливе и австрало-азиатских морях — 1—3‰, в течении Кюросио — 2,7‰, в проливе Скагеррак — 5‰).

Вследствие вертикального перемешивания и сезонной изменчивости течений и вертикальных движений вод сезонные колебания солености наблюдаются не только в поверхностных, но и в глубинных водах. Два примера (субарктические и тропические воды северо-западной части Тихого океана), заимствованные из работы Панфиловой [1], показаны на рис. 6.6 а, б. В этих примерах наибольший размах сезонных колебаний солености (1,0—1,2‰) наблюдался в поверхностных водах, где максимум солености отмечался зимой и минимум — летом. Наименьшие сезонные колебания наблюдались в субарктических водах на глубинах 50—100 м и в тропических на глубинах 100—200 м; глубже они возрастали



и достигали наибольшего размаха (0,3—0,4‰) на глубинах 400—500 м, где в этих колебаниях, особенно в субарктических водах, заметно проявлялся полугодовой период, а еще глубже колебания затухали и прослеживались лишь до глубин 800—1000 м. Однако

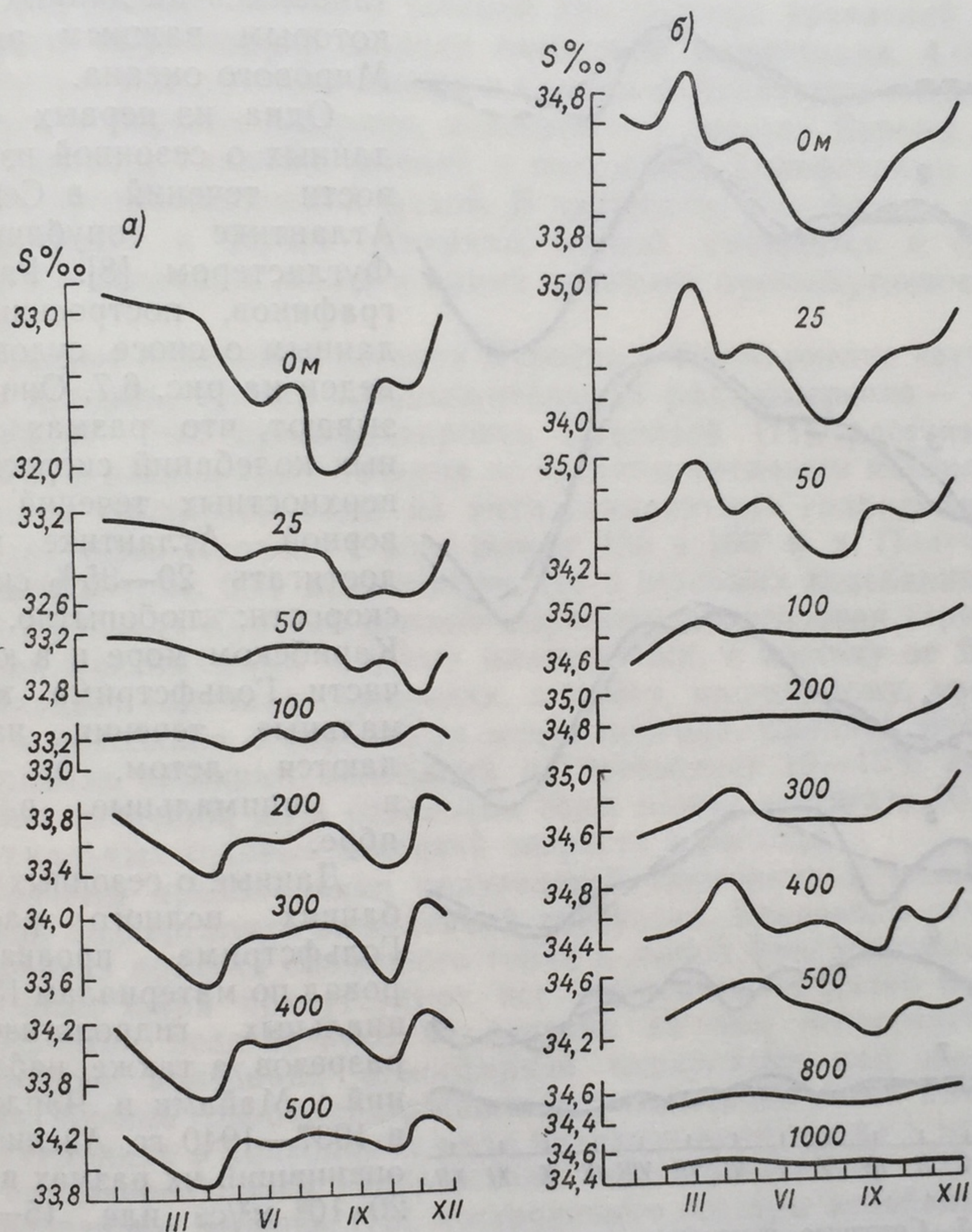


Рис. 6.6. Годовой ход солености вод северо-западной части Тихого океана по отдельным горизонтам (по Панфиловой [1]).

а — субарктические воды (50° с. ш., 160° в. д.); б — тропические воды (20° с. ш., 120° в. д.). Цифры около кривых — глубина горизонта в метрах.

примеров такого рода пока еще слишком мало, чтобы можно было сформулировать какие-либо общие закономерности сезонных колебаний солености в глубинных водах.

Сезонные колебания течений порождаются, по-видимому, прежде всего годовым ходом скорости ветра, в умеренных и высоких широтах имеющей максимальные величины зимой и минимальные летом (а в тропиках, особенно в Индийском океане, содержащей



значительные составляющие, отвечающие зимнему и летнему муссонам). Сезонная изменчивость поверхностных течений была замечена уже давно и использовалась моряками при выборе выгодных морских путей. Ниже мы остановимся на данных по некоторым важным районам Мирового океана.

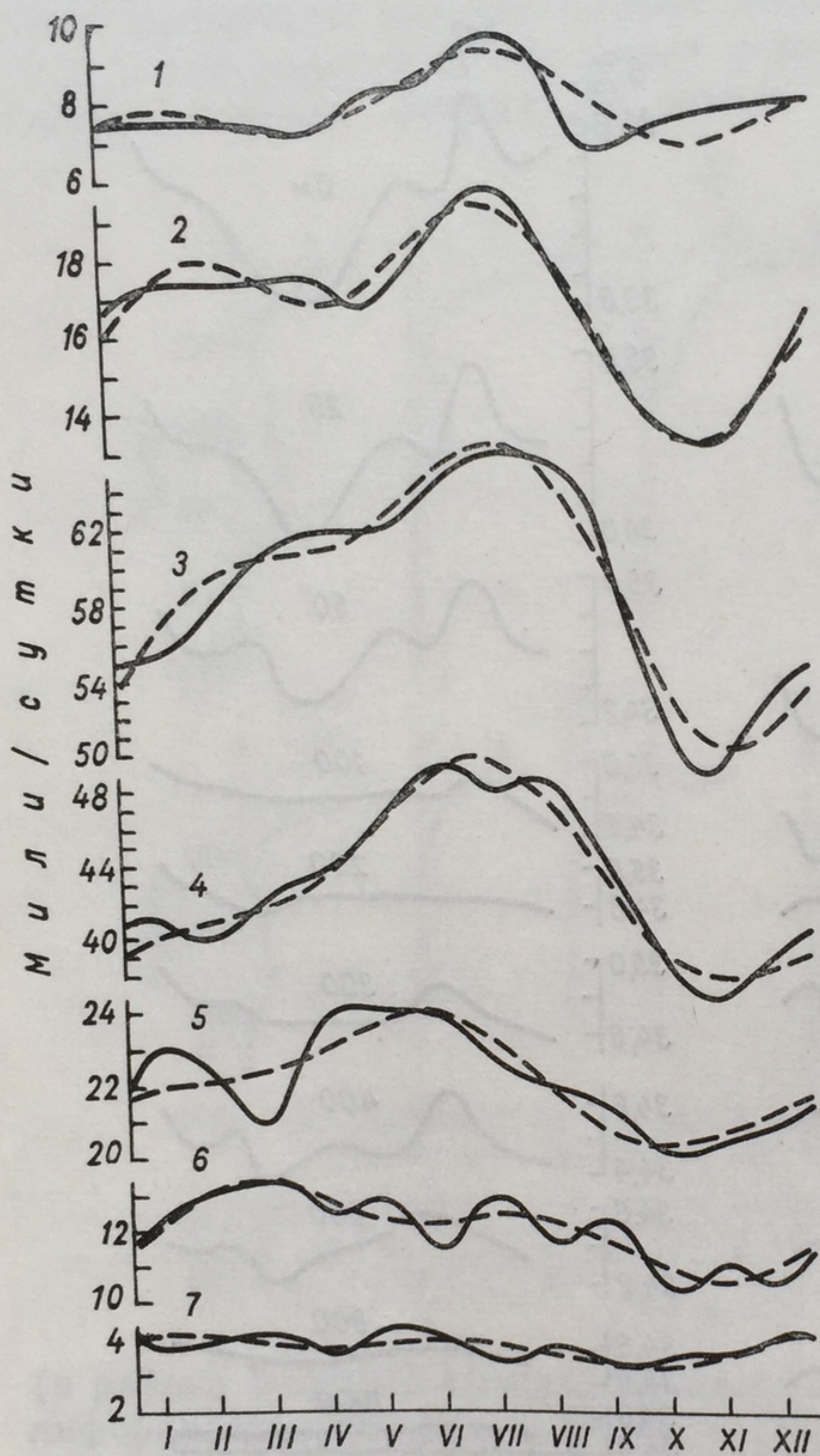


Рис. 6.7. Сезонные изменения поверхностных течений в различных районах Северной Атлантики (по Фуглистеру [8]).

Сплошные линии — наблюдаемые скорости течений; пунктирные линии — суммы годовой и полугодовой составляющих скорости течений. 1 — район пассатов; 2 — Карибское море; 3 — Флоридский пролив; 4 — к югу от мыса Хаттерас; 5 — к северо-востоку от мыса Хаттерас; 6 — к юго-западу от Большой Ньюфаундлендской банки; 7 — к югу от Азорских островов.

том большая часть вод Северного Пассатного течения поступает в Гольфстрим непосредственно, минуя Карибское море и Флоридский пролив.

Одна из первых сводок данных о сезонной изменчивости течений в Северной Атлантике опубликована Фуглистером [8]. Ряд его графиков, построенных по данным о сносе судов, приведен на рис. 6.7. Они показывают, что размах сезонных колебаний скорости поверхностных течений в Северной Атлантике может достигать 20—35% средней скорости; любопытно, что в Карибском море и в южной части Гольфстрима максимальные течения наблюдаются летом, в июле, и минимальные в ноябре.

Данные о сезонных колебаниях полного расхода Гольфстрима проанализировал по материалам 13 специальных гидрологических разрезов, а также наблюдений у Майами и Чарлстона в 1937—1940 гг. Айслин [9], оценивший их размах в 15—20·10<sup>6</sup> м<sup>3</sup>/с, или 15—20% наибольшего расхода (позже были обнаружены колебания и с еще большим размахом — до 50% от полного расхода). Летний максимум расхода Айслин предлагал объяснять смещением азорского максимума к северу, приводящим к тому, что ле-



Обстоятельное исследование сезонной изменчивости течений и атмосферной циркуляции в Северной Атлантике в их взаимодействии выполнил недавно Кутало [10], проанализировавший данные по режиму Гольфстрима, колебаниям уровня океана у берегов Америки и изменчивости атмосферной циркуляции и рассчитавший годовой ход уровня океана и течений при помощи уравнений нестационарной двухслойной модели океанской циркуляции. Согласно его результатам, уровень океана в Северной Атлантике осенью поднимается у берегов Америки, а весной — у берегов Европы и Африки; скорости главных течений и положение Гольфстрима колеблются с противоположной фазой. В частности, Гольфстрим осенью приближается к берегу Америки, весной смещается в сторону открытого океана, а летом и зимой занимает промежуточное положение.

Сезонные колебания течения Куроисио в Тихом океане изучались рядом авторов; весьма продолжительный ряд измерений — с 1906 по 1960 г. — был проанализирован Павловой [11], рассчитавшей скорости и расход этого течения по средним месячным многолетним профилям плотности воды на пяти стандартных гидрологических разрезах через Куроисио в зоне между  $130$  и  $150^\circ$  в. д. Полученные результаты (рис. 6.8) показывают, что в сезонных колебаниях скорости и расхода Куроисио хорошо выражена полугодовая гармоника с двумя максимумами и двумя минимумами; к востоку от Японии преобладает годичная гармоника, а к югу, по-видимому, проявляются и колебания с периодами менее полгода. Средний многолетний размах сезонных колебаний не превышает  $10\text{--}15\%$  средних годовых значений, но в отдельные годы может достигать  $50\text{--}60\%$  максимальных годовых значений скорости и расхода.

Причины преобладания полугодовой гармоники в колебаниях течений подвергались оживленной дискуссии. Конечно, в сезонных колебаниях притока солнечного тепла в любой фиксированной точке земного шара присутствуют все гармоники годового периода, но, вероятно, воздействуют на течения не они непосредственно, а сезонные колебания атмосферной циркуляции над океанами, также, вообще говоря, содержащие все гармоники (хотя полугодовая гармоника в колебаниях ряда индексов циркуляции и не будет преобладающей). Эти соображения подтверждаются, например, исследованием Бышева [12], построившего спектры колебаний температуры, атмосферного давления и его разностей над океанами в широком диапазоне частот (от  $5 \cdot 10^{-9}$  до  $5 \cdot 10^{-1}$  Гц) и обнаружившего в них и годовые, и полугодовые гармоники. Ичие [13] предлагал объяснять полугодовую гармонику в сезонных колебаниях Куроисио результирующим эффектом годовых колебаний зональной и меридиональной составляющих напряжения ветра в северной половине Тихого океана.

Следует ожидать, что различия в атмосферной циркуляции и ее сезонных колебаниях над разными океанами могут создавать разницу в индуцируемых ими колебаниях течений. Так, в Северной Атлантике полугодовые гармоники колебаний течений и разности



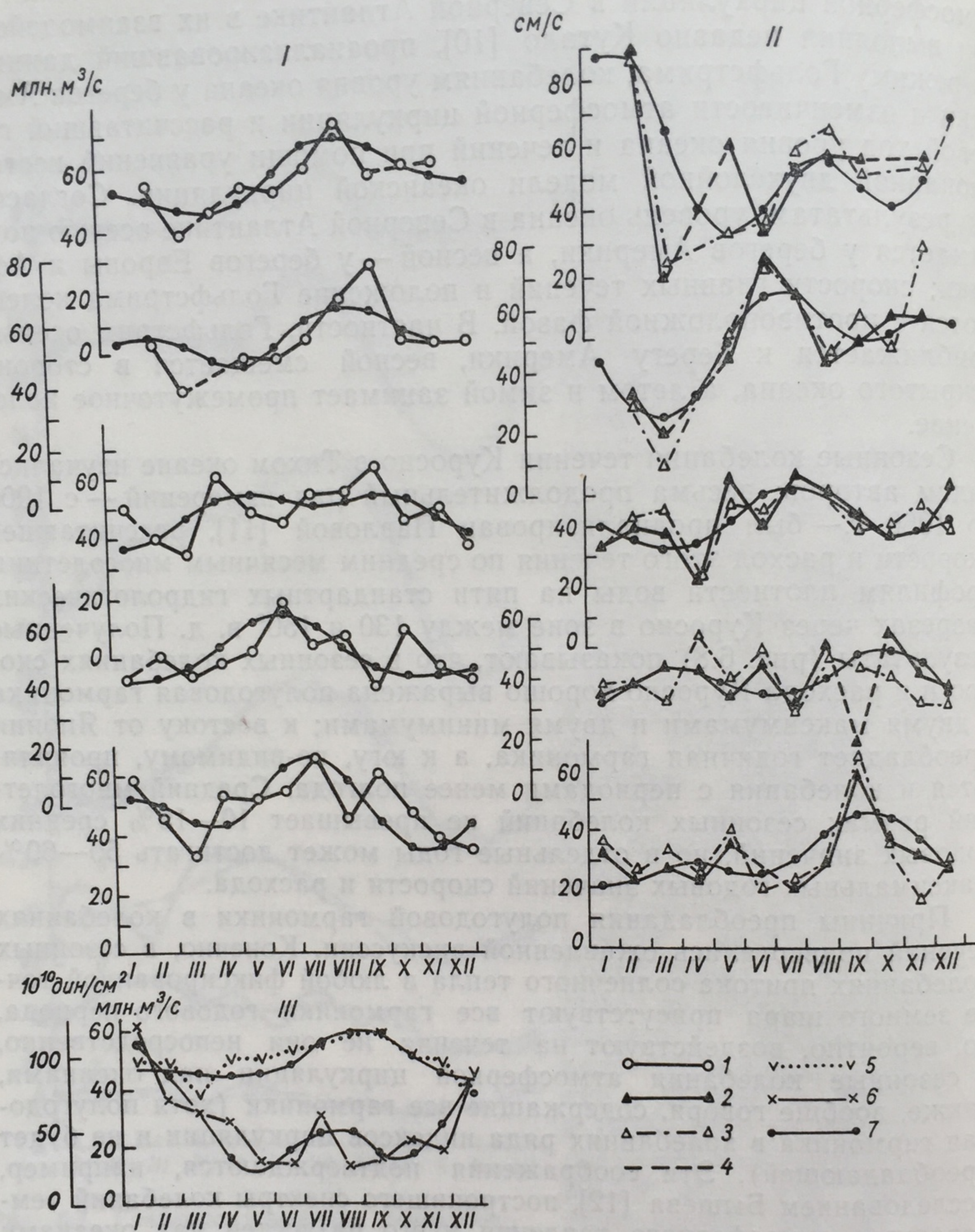


Рис. 6.8. Сезонные изменения расхода и скорости в пяти районах Куроисио (по Павловой [11]).

I — расход на 5 разрезах Куроисио (кривые 1); II — средняя скорость на тех же разрезах (кривые 2) и скорость в отдельных точках (кривые 3); интерполяция (4); III — средний расход Куроисио (кривые 5) и вихрь касательного напряжения ветра  $\text{rot}_z \tau$  (кривые 6); результирующие, полученные суммированием годовой и полугодовой составляющих (кривые 7).

Расположение разрезов см. в [11].

атмосфер  
исландско  
тогда как  
ника в ко  
разности  
минимум  
в действи  
занимаю  
чем в Ат  
колебани  
содержат  
торы пре  
ники в ко

$\Delta p$

40

30

20

10

0

Рис. 6.9.  
рассчитан  
рас

амплитуд  
влияние

Излож

в генера

и в данн

ных Ива

годового

(кривая

м. Добр

данным

ки). В о

причем

атмосфе

месяца)

Иванов

ненты

нений:



атмосферного давления между центрами азорского максимума и исландского минимума имеют приблизительно одинаковые фазы, тогда как в северной половине Тихого океана полугодовая гармоника в колебаниях течений заметно отстает по фазе от колебаний разности давлений между гонолульским максимумом и алеутским минимумом. Федоров [14] предложил объяснять это различием в действии на течения атмосферной циркуляции в пассатной зоне, занимающей в Тихом океане значительно бóльшую долю площади, чем в Атлантике, и показал, что произведение годовых гармоник колебаний интенсивности пассатов и ширины пассатной зоны может содержать значительную полугодовую гармонику. Некоторые авторы предлагали привлекать для объяснения полугодовой гармоник в колебаниях течений полугодовой солнечный прилив, но его

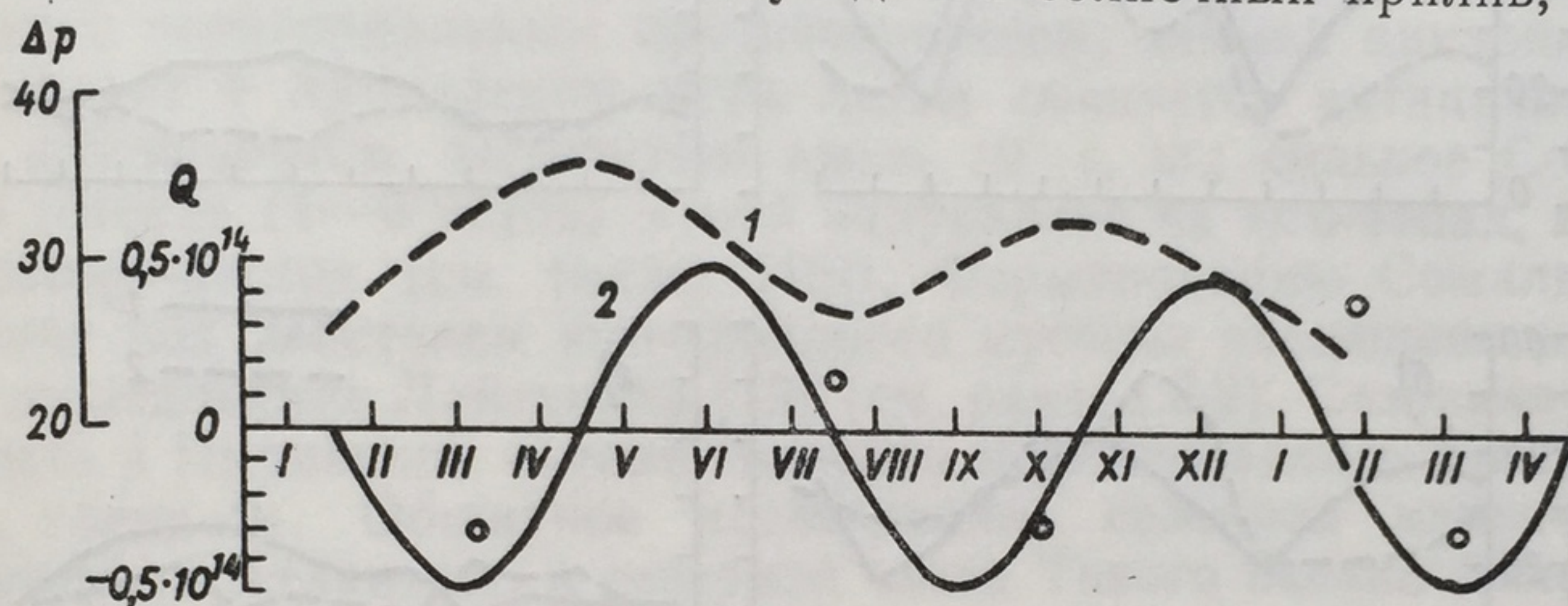


Рис. 6.9. Сезонные колебания разности атмосферного давления (в мбар) (1), рассчитанного расхода Антарктического Кругового течения (в  $\text{см}^3/\text{с}$ ) (2) и расхода по наблюдаемым данным (кружочки) (по Иванову [15]).

амплитуда столь малá, что он вряд ли может оказывать заметное влияние на сезонные колебания течений.

Изложенные соображения о роли атмосферной циркуляции в генерации сезонных колебаний течений находят подтверждение и в данных по Антарктическому Круговому течению, рассмотренных Ивановым [15]. На рис. 6.9 показаны построенные им кривые годового хода меридиональной разности атмосферного давления (кривая 1) и расхода течения на разрезе между Антарктидой и м. Доброй Надежды, определенного динамическим методом по данным гидрологических измерений судна «Дискавери II» (кружочки). В обеих кривых хорошо выражена полугодовая гармоника, причем колебания расхода отстают по фазе от колебаний разности

атмосферного давления приблизительно на  $\frac{\pi}{2}$  (т. е. на полтора месяца). Для теоретического описания колебаний расхода течения Иванов использовал простую линейную модель, в которой компоненты  $S_x$ ,  $S_y$  полного потока по осям  $x$ ,  $y$  определялись из уравнений:

$$\frac{\partial S_x}{\partial t} - fS_y = -\frac{\tau_x}{\rho}; \quad \frac{\partial S_y}{\partial t} + fS_x = gH \int_0^t \frac{\partial^2 S_y}{\partial y^2} dt, \quad (6.4)$$



где  $\tau_x$  — напряжение ветра на поверхности океана,  $H$  — глубина океана. С помощью этих уравнений расход течения  $\int_0^L S_x dy$  определялся по меридиональному градиенту давления, и результат (кривая 2 на рис. 6.9) оказался хорошо соответствующим расходу, определенному динамическим методом.

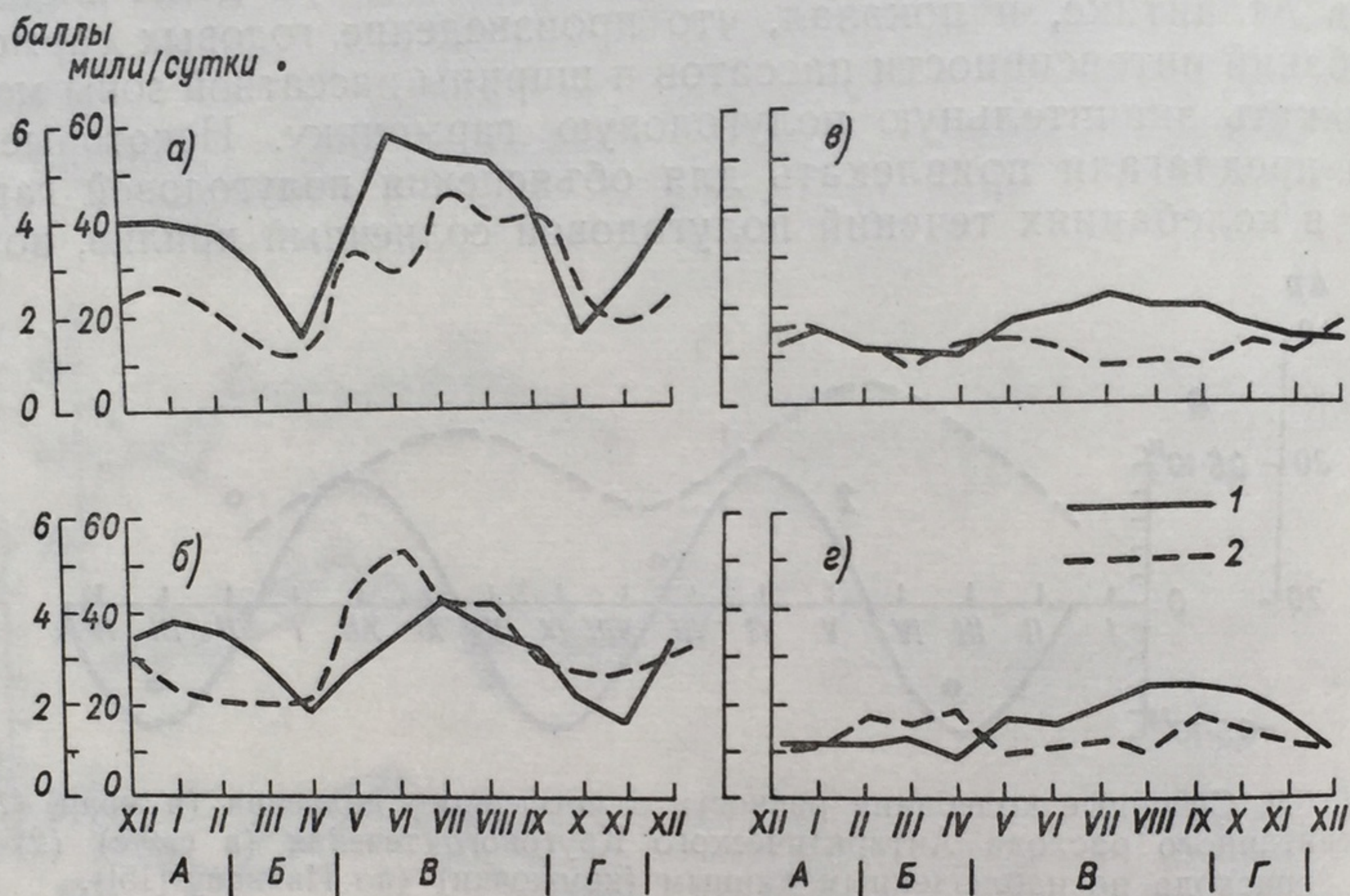


Рис. 6.10. Сезонные колебания скорости течения и скорости ветра в четырех районах Индийского океана (по Дюингу [16]).

1 — скорость ветра в баллах Бофорта, 2 — скорость течения в милях/сутки.  
а —  $8^{\circ}$  с. ш.,  $50-55^{\circ}$  в. д.; б —  $4^{\circ}$  с. ш. —  $2^{\circ}$  ю. ш.,  $47-52^{\circ}$  в. д.; в —  $7-3^{\circ}$  с. ш.,  $90-95^{\circ}$  в. д.; г —  $3^{\circ}$  с. ш. —  $9^{\circ}$  ю. ш.,  $90-95^{\circ}$  в. д.

А — зима, Б — весенний переход, В — лето, Г — осенний переход.

Сезонные колебания течений в северной половине Индийского океана, несомненно, создаются господствующей там муссонной атмосферной циркуляцией — действием северо-восточного муссона зимой и более мощного и продолжительного юго-западного муссона летом северного полушария. Основные фактические данные о сезонной изменчивости течений в этой акватории были собраны во время Международной индоокеанской экспедиции 1959—1964 гг. Результаты исследования течений по этой программе обобщены Дюингом [16]. Они показывают, что муссонное влияние прослеживается с севера до  $10^{\circ}$  ю. ш., в западной части этой области — до глубины 400 м, а в центральной и восточной — менее чем до 100 м. Графики сезонных колебаний скорости течения на поверхности океана и скорости ветра в четырех районах Индийского океана (а, б — районы у берегов Африки от  $8^{\circ}$  с. ш. до  $2^{\circ}$  ю. ш. шириной  $5^{\circ}$  по долготе; в, г — районы вдоль  $92,5^{\circ}$  в. д. от  $7^{\circ}$  с. ш. до  $9^{\circ}$  ю. ш.) показаны на рис. 6.10. Из них видно, что в западных



районах сезонная изменчивость и ветра, и течений гораздо интенсивнее, чем в восточных, и что летний максимум продолжительнее зимнего. Согласно динамическим картам Дюинга, наибольшая нестационарность геострофических течений наблюдается в периоды смены муссонов.

По материалам Международной индоокеанской экспедиции, а также глубоководных гидрологических измерений предыдущих лет Нейман [17] построил серию динамических карт Индийского океана (с отсчетной поверхностью на глубине 1500 м) для ряда глубин в летний и зимний сезоны года. Сезонные изменения течений видны на этих картах лишь в северной половине океана. Они заключаются в том, что муссонное течение южнее о. Цейлон, зимой направленное на запад, летом поворачивает на восток и сливается с экваториальным противотечением; зимний циклонический круговорот в Аравийском море летом сменяется антициклоническим круговоротом, вытянутым вдоль  $10^\circ$  с. ш.; сильное Сомалийское течение (4—6 узлов) зимой направлено на юго-запад, а летом на северо-восток (см. также [18]). Формированию Сомалийского течения под действием юго-западного муссона посвящено интересное исследование Лайтхилла [19] (см. раздел 5.2). Сезонная изменчивость в Индийском океане численно моделировалась Коксом [20] (см. главу 9). Обширное исследование сезонной изменчивости в Северной Атлантике и северной части Тихого океана было предпринято Гиллом и Ниилером [21].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Панфилова С. Г. Сезонные изменения температуры поверхности вод Мирового океана.— «Океанология», 1972, т. 12, вып. 3, с. 394—406.
2. Turner I. S. and Kraus E. B. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. I. A laboratory experiment and its interpretation.— „Tellus“, 1967, vol. 19, No. 1, p. 88—97.
3. Филюшкин Б. Н. Термические характеристики верхнего слоя воды в северной части Тихого океана.— «Океанологические исследования», 1968, № 19, с. 22—69.
4. Китайгородский С. А., Филюшкин Б. Н. Слой температурного скачка в океане.— «Труды ИОАН», 1963, т. 66, с. 3—28.
5. Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969. 267 с.
6. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З. К теории деятельного слоя открытого океана.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 2, с. 177—179.
7. Миропольский Ю. З. Нестационарные модели слоя конвективно-ветрового перемешивания в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 12, с. 1284—1294.
8. Fuglister F. C. Annual variations in current speeds in Gulf-stream system.— „J. Marine Res.“, 1951, vol. 10, No. 1, p. 119—127.
9. Iselin C. Preliminary report on long-period variations in the transport of the Gulf-stream system.— „Pap. Phys. Oceanogr. Meteor.“, 1940, vol. 8, No. 1, p. 40.
10. Кутало А. А. О сезонных изменениях циркуляции в Северной Атлантике.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1971, т. 7, № 3, с. 317—327.
11. Павлова Ю. В. Сезонные изменения течения Курошио.— «Океанология», 1964, т. 4, вып. 4, с. 625—640.



12. Бышев В. И. О годовых и полугодовых колебаниях некоторых характеристик приводного слоя атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1968, т. 4, № 5, с. 540—547.
13. Ichiye T. On the variation of oceanic circulation in the adjacent seas of Japan.— In: Proc. of the UNESCO Symp. of Phys. Oceanography, Tokyo, 1955, p. 116—129.
14. Федоров К. Н. О годовых и полугодовых колебаниях общей циркуляции океанов.— «ДАН СССР», 1957, т. 116, № 3, с. 393—396.
15. Иванов Ю. А. О сезонной изменчивости Антарктического циркумполярного течения.— «ДАН СССР», 1959, т. 127, № 1, с. 74—77.
16. Duing W. The monsoon regime of the currents in the Indian Ocean. E. W. Center Press, Honolulu, 1970, 68 p.
17. Нейман В. Г. Новые карты течений Индийского океана.— «ДАН СССР», 1970, т. 195, № 4, с. 948—952.
18. Leetmaa A. The response of the Somali current to the southwest monsoon of 1970.— „Deep-Sea Res.“, 1972, vol. 19, No. 4, p. 319—325.
19. Lighthill M. J. Dynamic response of the Indian Ocean to onset of the Southwest Monsoon.— „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1969, A 265, No. 1159, p. 45—92.
20. Cox M. A mathematical model of the Indian Ocean.— „Deep-Sea Res.“, 1970, vol. 17, No. 1, p. 47—75.
21. Gill A. E. and Niiler P. P. The theory of the seasonal variability in the ocean.— „Deep-Sea Res.“, 1973, vol. 20, No. 2, p. 141—177.

Д  
лей характер  
мерами оке  
междугоди  
перестройки  
числе авток  
материки. И  
океанологи  
тодов сверх  
ловий в ва  
в замерзаю  
Многолет  
изучена кра  
числе район  
людений. К  
самую севет  
ана. Здесь  
родного со  
сбор данны  
ний. С 1920  
стематическ  
погоды, при  
сейна. Ряд  
для изучен  
сферы и м  
океана. Су  
что они от  
летние гл  
Атлантиче  
главным о  
ком разрез  
ливы. Вес



## 7

## ГЛАВА

**МЕЖДУГОДИЧНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ**

Для междугодиной изменчивости океанологических полей характерны пространственные масштабы, соизмеримые с размерами океанских бассейнов в целом. Основными причинами междугодиной изменчивости океанологических полей являются перестройки процессов взаимодействия океанов и атмосферы, в том числе автоколебательные процессы в системе океан—атмосфера—материки. Исследование механизмов междугодиной изменчивости океанологических полей имеет важное значение для развития методов сверхдолгосрочных прогнозов погоды и океанологических условий в важнейших районах океанов, включая ледовые условия в замерзающих морях.

**Многолетние наблюдения.** Междугодиная изменчивость океана изучена крайне недостаточно, ибо только в весьма ограниченном числе районов Мирового океана накоплены многолетние ряды наблюдений. К числу таких районов, в первую очередь, следует отнести самую северную (к северу от  $50^\circ$  с. ш.) часть Атлантического океана. Здесь начиная с 1902 г. Гидрографический комитет Международного совета по исследованию моря проводит систематический сбор данных попутных гидрометеорологических судовых наблюдений. С 1926 г. на акватории Северной Атлантики проводятся систематические гидрометеорологические наблюдения на кораблях погоды, принадлежащих различным странам Атлантического бассейна. Ряды этих наблюдений являются важнейшим материалом для изучения крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы и многолетней изменчивости северной части Атлантического океана. Существенным недостатком этих наблюдений является то, что они относятся только к поверхностному слою океана. Многолетние глубоководные гидрологические наблюдения в бассейне Атлантического океана проводились экспедициями разных стран, главным образом Англии и Норвегии, на стандартном гидрологическом разрезе через Фареро-Шетлендский и Фареро-Исландский проливы. Весьма важные ежегодные наблюдения на этих стандартных



разрезах проведены в периоды 1927—1939 гг. и с 1946 г. по настоящее время. Систематические глубоководные гидрологические наблюдения проводятся Полярным научно-исследовательским институтом морского рыбного хозяйства и океанографии на стандартном гидрологическом разрезе по Кольскому меридиану (от Кольского побережья до 73° с. ш.) в Баренцевом море начиная с 1929 г. и по настоящее время, с вынужденным перерывом в период Великой Отечественной войны 1941—1945 гг. Канадскими и американскими океанографами начиная с 1929 г. выполняются глубоководные наблюдения на трех стандартных разрезах через Лабрадорское и Западно-Гренландское течения.

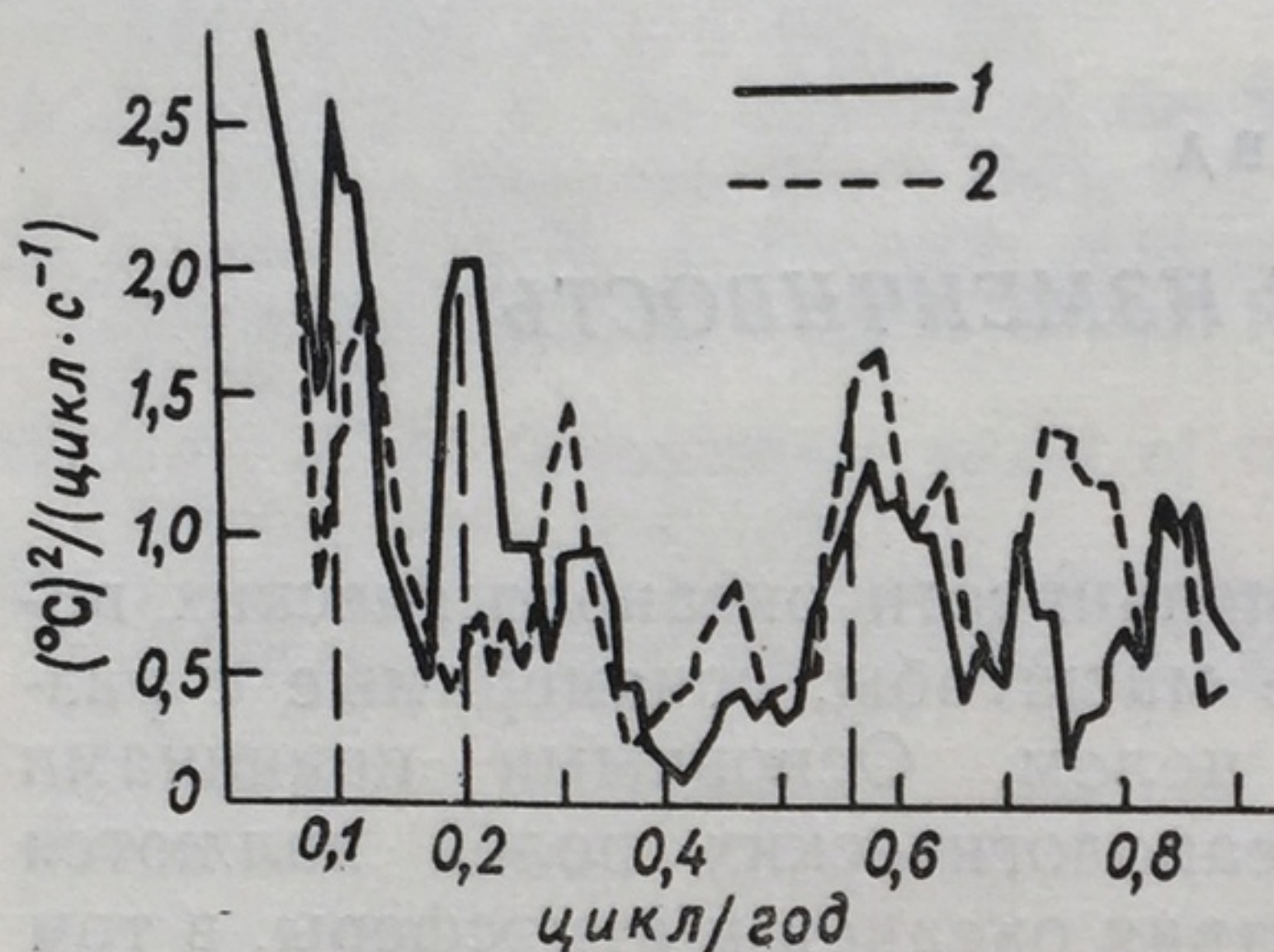


Рис. 7.1. Графики спектральной плотности флюктуаций температуры воды в Северной Атлантике для квадратов  $J$  (1) и  $H$  (2) по Потайчуку [1]).

В Тихом океане обширная программа ежегодных (2—4 раза в год) глубоководных гидрологических наблюдений на 7 стандартных разрезах через течение Куросио выполняется японскими океанографами с 1924 г. Помимо сезонных наблюдений за температурой и соленостью воды, японские исследователи проводят на этих разрезах и систематические измерения элементов течения электромагнитным методом (ЭМИТ). В зал. Аляска на гидрологическом разрезе между кораблем погоды «Папа» и о. Ванкувер

канадскими исследователями выполняются ежегодные наблюдения начиная с 1956 г. В 1949 г. американскими океанографами организованы систематические наблюдения на пяти гидрологических разрезах через Калифорнийское течение. Если не считать многолетних гидрометеорологических наблюдений на береговых и островных морских станциях, которые, как правило, нерепрезентативны для открытых районов океанов, вышеприведенными примерами и исчерпывается перечень более или менее продолжительных (более 10—15 лет) рядов гидрологических наблюдений в океанах.

**Изменчивость температуры и солености.** Наиболее полную статистическую обработку многолетнего ряда наблюдений (с 1876 по 1965 г.) за температурой поверхностного слоя северной части Атлантического океана недавно выполнил Потайчук [1]. Вычисленные им для 13 квадратов спектральные плотности флюктуаций температуры воды за 90-летний период позволяют с большой достоверностью выделить следующие периоды междугодовой изменчивости: один год, немного больше двух лет, 4—5 и 30—35 лет. На рис. 7.1 в качестве примера показаны графики спектральной плотности для квадратов  $J$  и  $H$ . Потайчук установил, что колебания с такими периодами в течение всего срока наблюдений обладали перемежаемостью, например: 4—5-летние периоды были преобладающими в течение 1890—1925 и 1945—1955 гг. Амплитуды



внутригодовых колебаний температуры составляют  $2-3^{\circ}\text{C}$ , а 4—5-летних — примерно  $0,7^{\circ}\text{C}$ . Аналогичные характеристики получены Потайчуком и для многолетнего ряда по Кольскому меридиану. Им сделан также вывод о практической одновременности многолетней изменчивости поля температуры в северной части Атлантического океана, несмотря на большую сложность системы океанских течений в этом районе. Данные Потайчука об амплитудах многолетних изменений температуры воды являются статистическими средними, в конкретные же годы междугодовые изменения

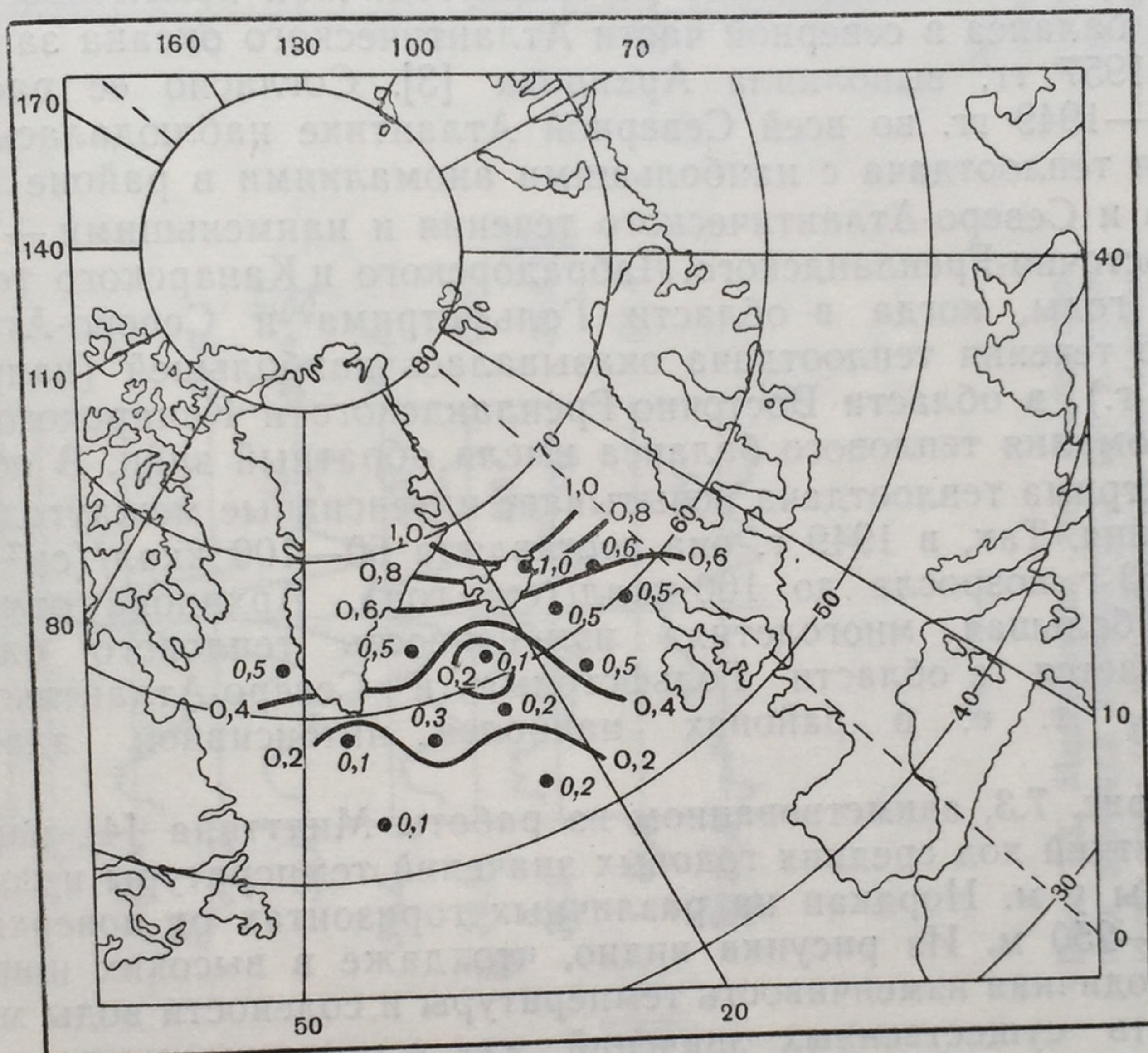


Рис. 7.2. Распределение среднегодовых изотерм ( $^{\circ}\text{C}$ ) температуры воды в северной части Атлантического океана (по Шишкову [2]).

могут быть значительно больше. Так, например, у Флориды колебания средних годовых температур воды за 1941—1945 гг. достигали  $6^{\circ}\text{C}$  на станции «Extra», в северо-западной части Тихого океана в период 1937—1941 гг. они достигали  $4,5^{\circ}\text{C}$ .

Шишков [2] построил карты среднемесячных и среднегодовых аномалий температуры воды в 100-метровом верхнем слое воды для северной части Атлантического океана по 14 квадратам за период с 1946 по 1955 г. Из рис. 7.2, где показано распределение среднегодовых изотерм температуры воды, видно, что районы аномалий одного знака занимают обширные площади океана. Анализ подобных карт показал, что области крупных аномалий температуры воды не привязаны к одним и тем же географическим районам и,



таким образом, по мнению Шишкова, не связаны с существующей системой океанских течений. Анализ атмосферной циркуляции над океаном привел к выводу, что основной причиной развития температурных аномалий в океане является меридиональный перенос тепла в нижней тропосфере. Теплообмен океана с атмосферой в зимний сезон, по мнению Шишкова, играет существенную роль в формировании среднегодовых аномалий температуры поверхностных вод.

Интересное исследование по междугодовой изменчивости теплового баланса в северной части Атлантического океана за период 1948—1957 гг. выполнила Архипова [3]. Согласно ее расчетам, в 1948—1949 гг. во всей Северной Атлантике наблюдалась пониженная теплоотдача с наибольшими аномалиями в районе Гольфстрима и Северо-Атлантического течения и наименьшими — в районе Восточно-Гренландского, Лабрадорского и Канарского течений, а в те годы, когда в области Гольфстрима и Северо-Атлантического течения теплоотдача оказывалась наибольшей (например, в 1953 г.), в области Восточно-Гренландского и Канарского течений аномалия теплового баланса имела обратный знак. В области Гольфстрима теплоотдача испытывает интенсивные междугодовые колебания. Так, в 1949 г. она составляла 60—100 ккал/(см<sup>2</sup>·год), а в 1953 г. возросла до 160 ккал/(см<sup>2</sup>·год). Архипова отмечает, что наибольшая многолетняя изменчивость теплового баланса наблюдается в области Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, т. е. в районах наиболее интенсивной адвекции тепла.

На рис. 7.3, заимствованном из работы Мидттана [4], показан многолетний ход средних годовых значений температуры и солёности воды у м. Нордкап на различных горизонтах от поверхности до 200—250 м. Из рисунка видно, что даже в высоких широтах междугодовая изменчивость температуры и солёности воды может достигать существенных значений как в поверхностных, так и в подповерхностных слоях. Еще бо́льшая междугодовая изменчивость температуры и солёности воды наблюдается при сравнении одних и тех же сезонов. На рис. 7.4, по Панфиловой [6], показана междугодовая изменчивость температуры воды за август в одноградусном квадрате в зоне течения Кurocио за период с 1933 по 1940 г., а на рис. 7.5 представлен размах междугодовой изменчивости солёности воды также за август для четырех пунктов северо-западной части Тихого океана. Легко видеть, что междугодовая изменчивость температуры и солёности воды для одного и того же сезона года может достигать соответственно 10°С и 1,5—3,0‰. При этом наибольшие амплитуды междугодовой изменчивости наблюдаются на глубинных горизонтах океана, что свидетельствует о многолетних флюктуациях переноса тепла и солей океанскими течениями.

Панфилова [6] провела также сравнение сезонной и междугодовой изменчивости температуры и солёности воды для ряда



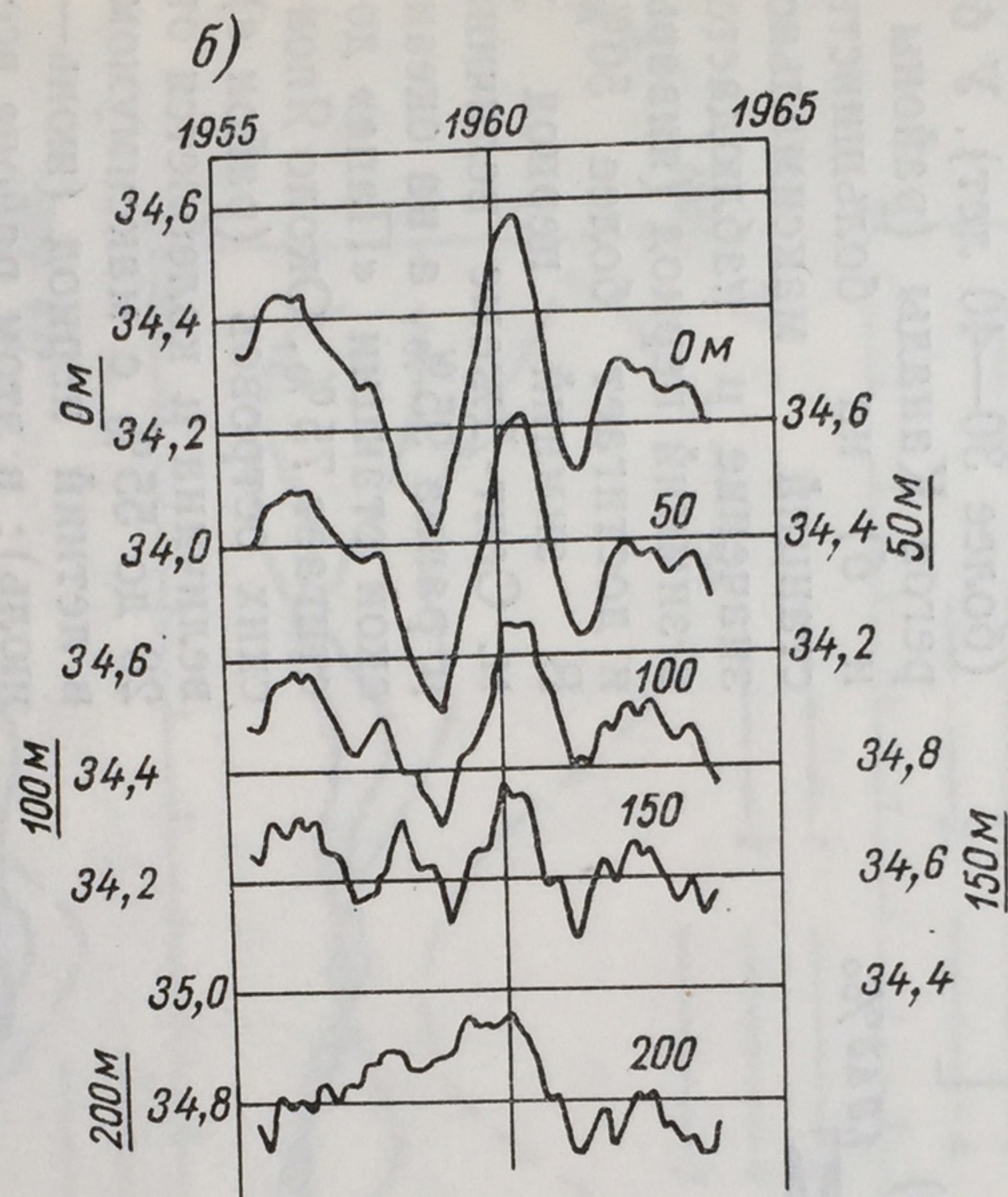
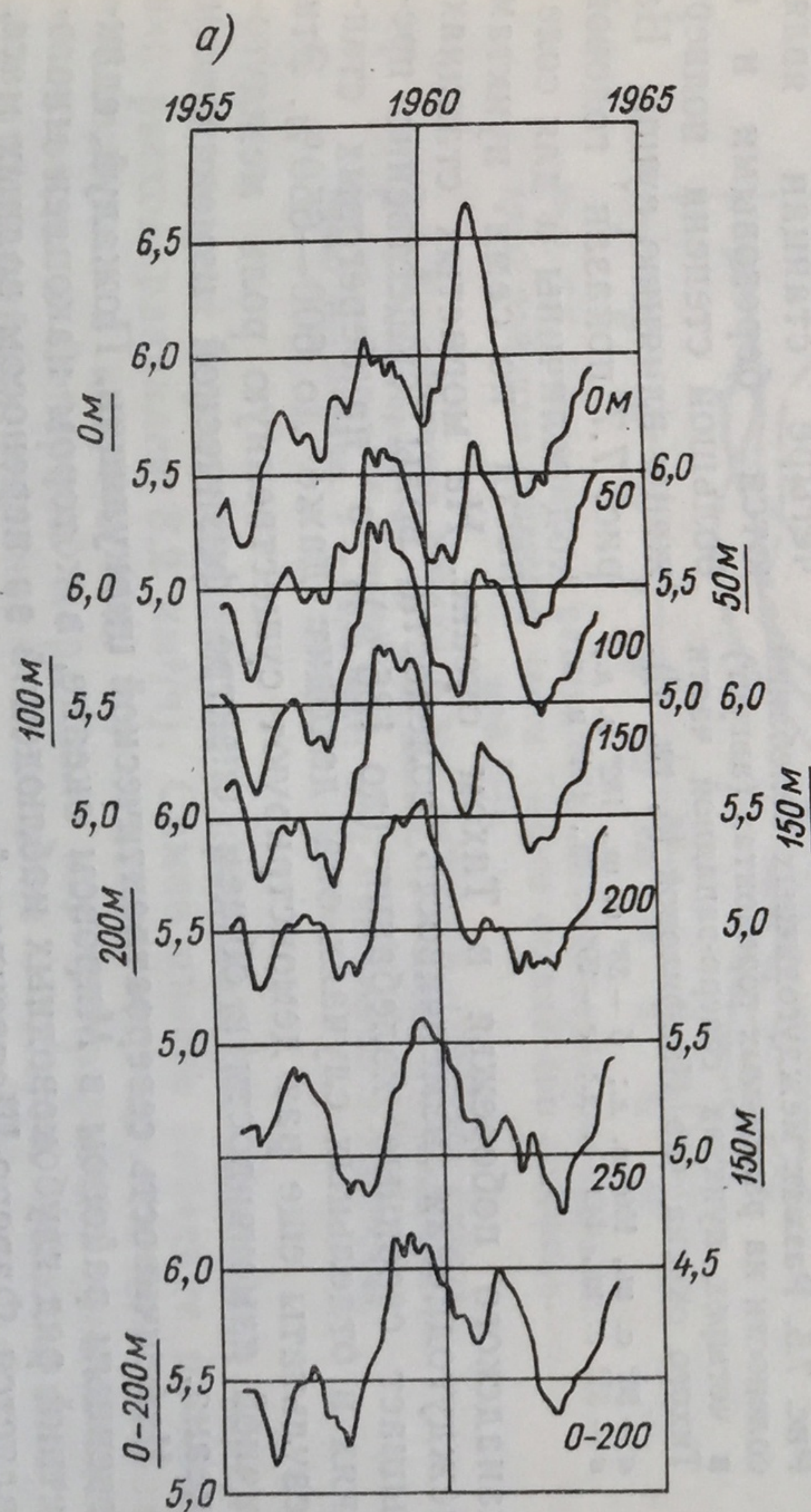


Рис. 7.3. Многолетний ход среднегодовых значений температуры (а) и солености воды (б) у м. Нордкап для глубин от 0 до 200 м (по Мидттану [4]).

Глубины горизонтов на графиках отнесены к середине шкалы ординат каждой кривой.

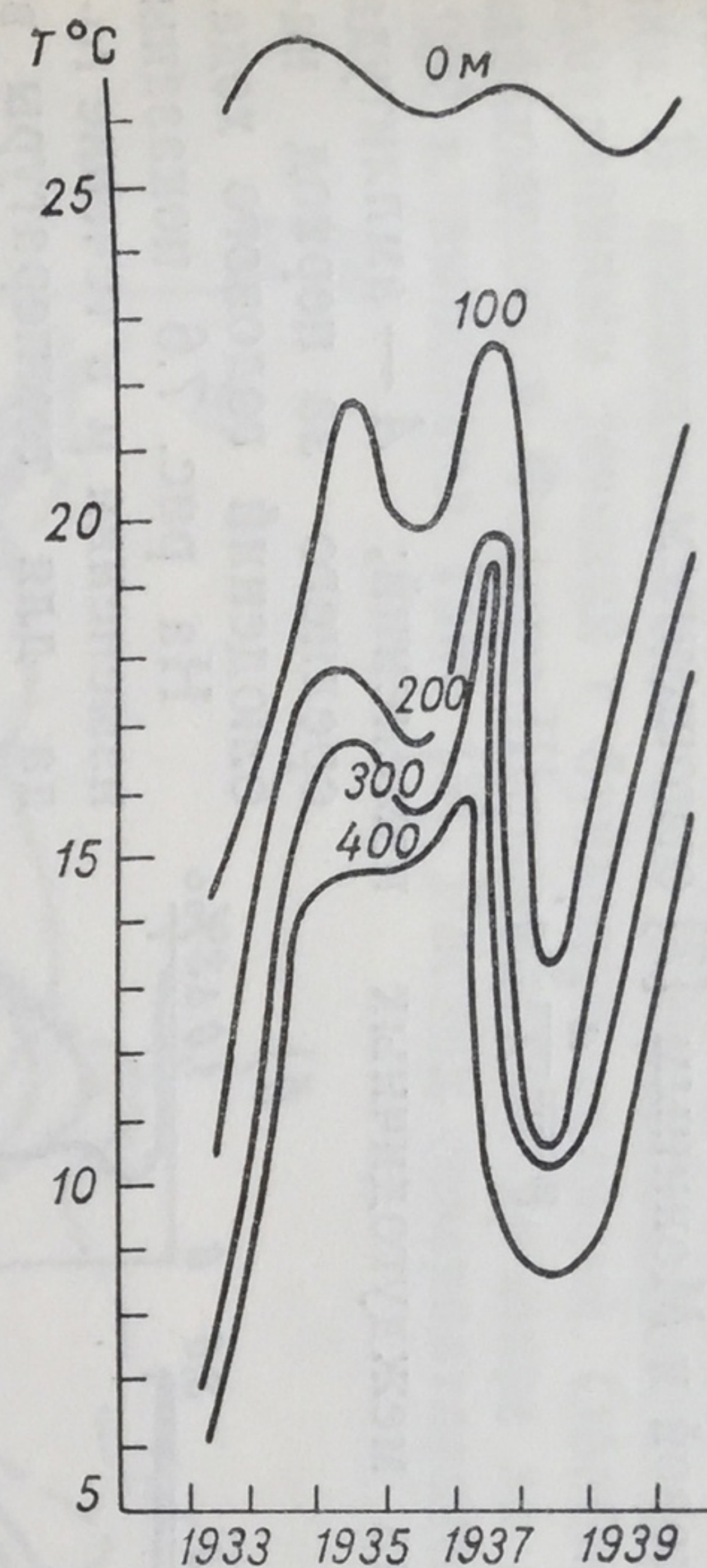


Рис. 7.4. Междугодовые колебания температуры воды (август) на различных горизонтах для квадрата  $35^{\circ}$ — $36^{\circ}$  с. ш.,  $150^{\circ}$ — $151^{\circ}$  в. д. с 1933 по 1940 г. (по Панфиловой [5, гл. 3]).



станций в северной части Тихого океана, воспользовавшись предложением Колесниковой и Мониным [7] отношением

$$\mu = \frac{a}{A} \%;$$

где  $a$  — амплитуда междугодичных изменений;  $A$  — амплитуда среднего за период наблюдений годового хода.

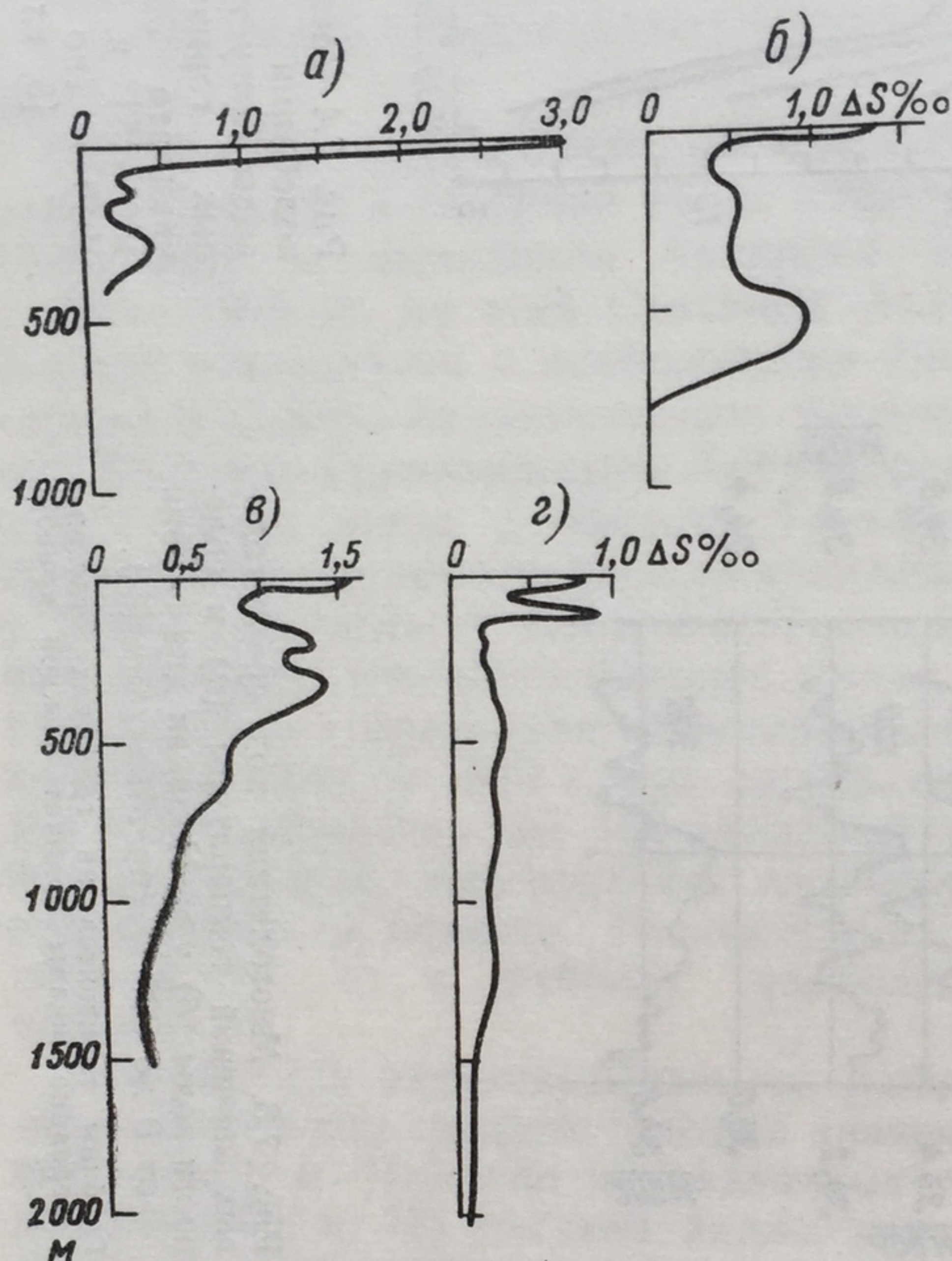


Рис. 7.5. Размах междугодичных колебаний солености на различных горизонтах (август) в четырех пунктах северо-западной части Тихого океана (по Панфиловой [5, гл. 4]).

$a$  —  $50^\circ$  с. ш.,  $156^\circ$  в. д.;  $б$  —  $38^\circ$  с. ш.,  $162^\circ$  в. д.;  
 $в$  —  $35^\circ$  с. ш.,  $142^\circ$  в. д.;  $г$  —  $29^\circ$  с. ш.,  $134^\circ$  в. д.

канадского побережья в Тихом океане. На мористых станциях междугодичная изменчивость солености воды существенно превышает сезонные колебания (до 185%), а на береговых станциях в отдельных случаях она доходит даже до 600—650%. Эти результаты еще раз демонстрируют существенную роль междугодичной изменчивости в общем спектре физической изменчивости океана.

**Изменчивость североатлантической циркуляции.** Пожалуй, единственным районом в Мировом океане, в котором накоплен многолетний ряд глубоководных наблюдений за переносом водных масс, является Фареро-Шетлендский пролив, где начиная с 1927 г. про-

На рис. 7.6 показаны изменения  $\mu$  в течение года для температуры в трех районах:  $a$ ,  $б$  и  $в$ , в которых имелись многолетние ряды наблюдений (более 30—40 лет). У берегов Канады (районы  $a$  и  $б$ ) на большинстве станций максимальное значение  $\mu$  наблюдается в зимний период (январь) и достигает более 50%. В зимний период у м. Сент-Джемс величина  $\mu$  равна 95%, а на океанской станции «Папа» достигает 75%. Около Японских островов (район  $в$ ) величина  $\mu$  колеблется от 20 до 55% с максимумом в летний период (июнь—июль); в этом районе все четыре станции являются береговыми и в большой степени подвержены влиянию суши. На рис. 7.7 показан годовой ход величины  $\mu$  для солености по семи пунктам



водятся систематические глубоководные гидрологические измерения. В последние годы они сопровождаются инструментальными измерениями течений с буйковых станций. Обобщение материалов наблюдений в Фареро-Шетлендском проливе за период с 1927 по 1952 г. выполнил Тэйт [8]. Расход североатлантических вод через

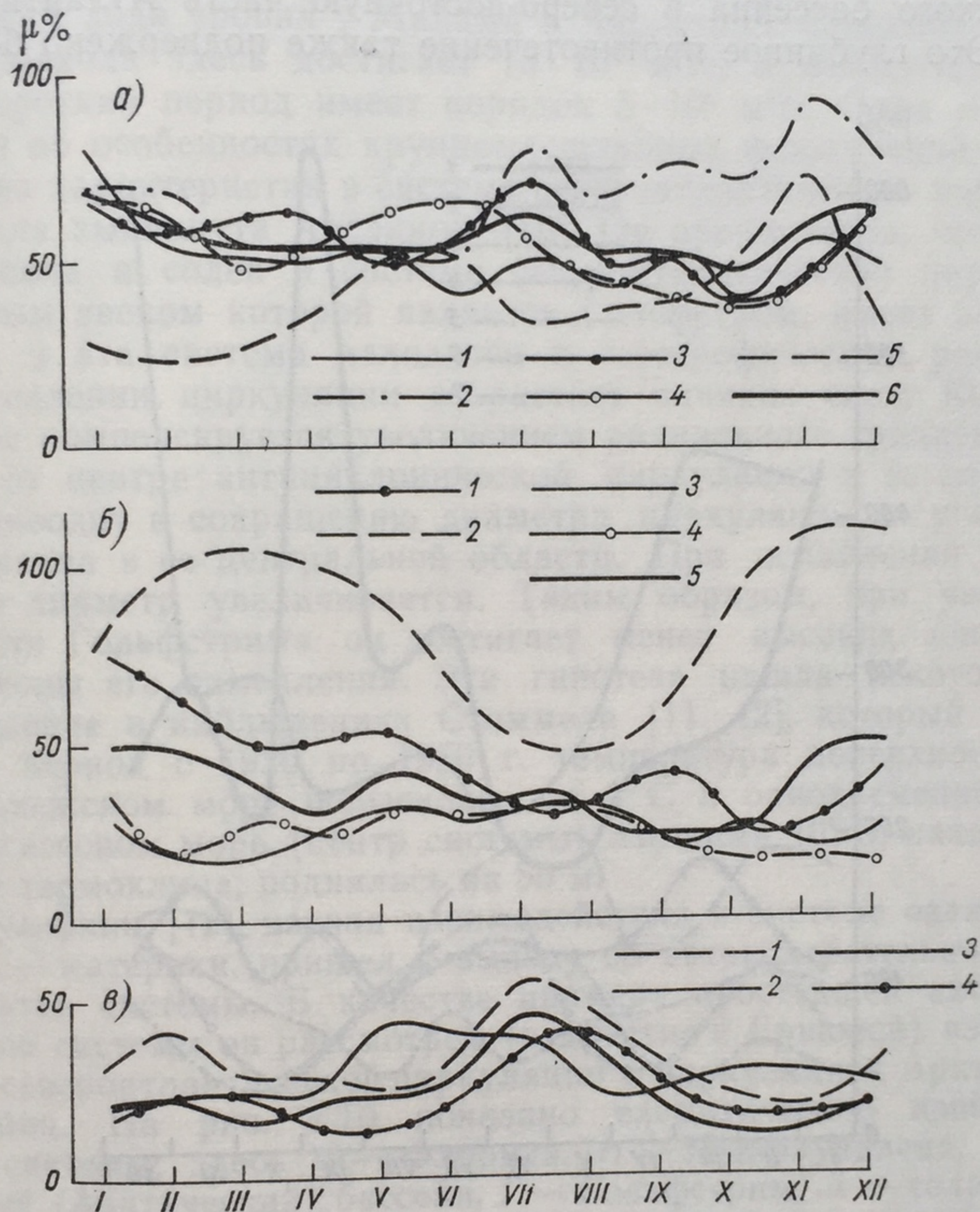


Рис. 7.6. Годовой ход величины  $\mu$  для температуры воды по трем районам северной части Тихого океана (по Панфиловой [6]).

*а* и *б* — побережье Канады и зал. Аляска; *в* — Японские острова.  
*а*: 1 — Лангорен, 2 — м. Сент-Джемс, 3 — Кейн, 4 — Амфитрайт, 5 — ст. «Папа», 6 — среднее; *б*: 1 — Триплетс, 2 — Пайн, 3 — Энтранс, 4 — Депаке, 5 — Роус-Рокс; *в*: 1 — Абурапуто, 2 — Хососима, 3 — Ошоро, 4 — Вадзима.

пролив за этот период изменялся в пределах 1,4—23,4 км<sup>3</sup>/ч (средний расход равнялся 8,2 км<sup>3</sup>/ч). Самое низкое значение расхода наблюдалось в августе 1927 г.; отметим, что спустя два месяца после этого в Северном море было зарегистрировано уникальное для этого района явление — появление айсберга. Максимальное значение расхода было отмечено в декабре 1951 г., несколько



меньший максимум ( $19,9 \text{ км}^3/\text{ч}$ ) наблюдался в июне 1947 г.; этот сезон отличался необычно сильным и продолжительным потеплением в Европе.

В глубинных слоях Фареро-Шетлендского пролива, начиная с глубины 400—500 м, происходит отток холодных глубинных вод Арктического бассейна в северо-восточную часть Атлантического океана. Это глубинное противотечение также подвержено большой

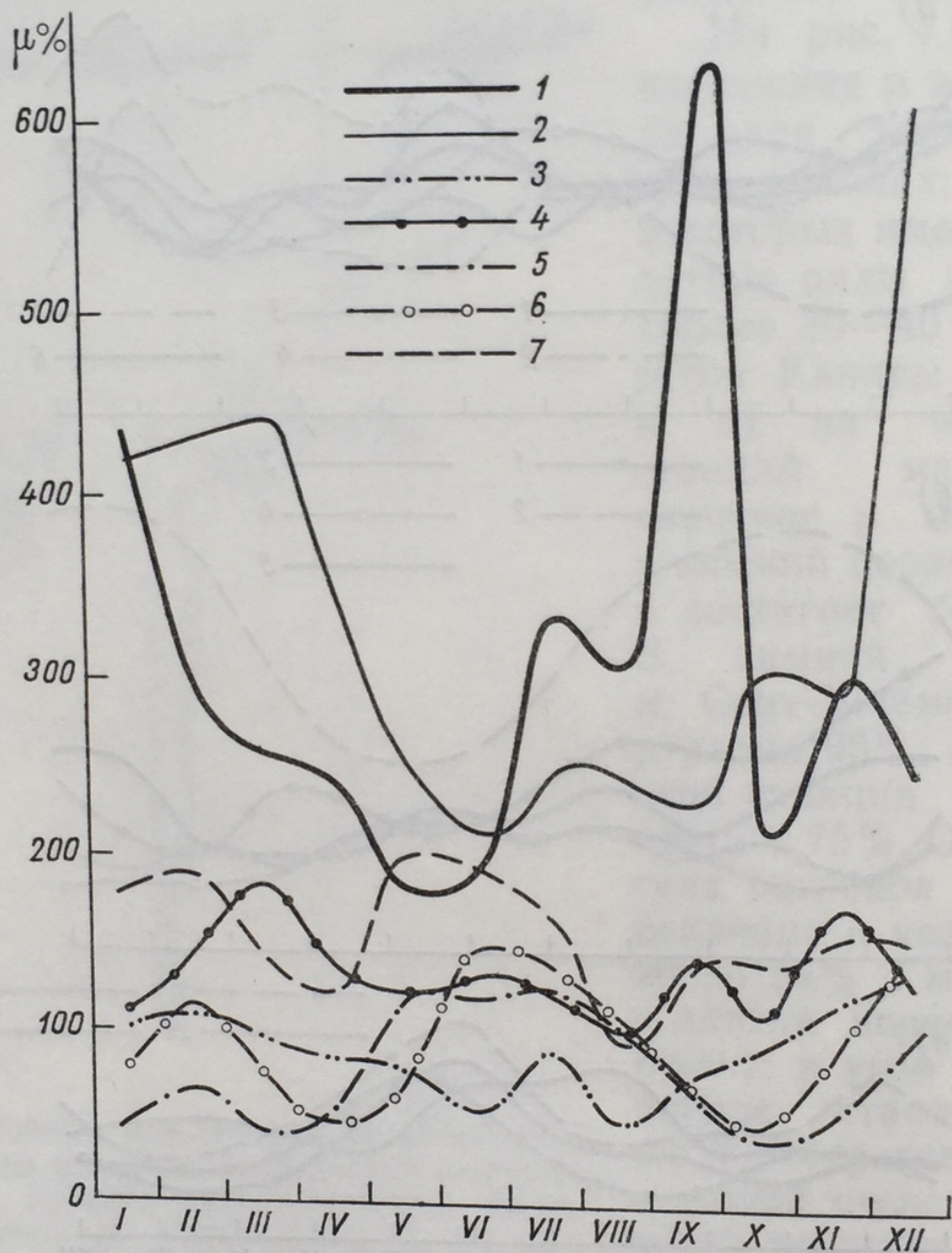


Рис. 7.7. Годовой ход величины  $\mu$  для солёности воды по островным и береговым станциям Канады в Тихом океане (по Панфиловой [6]).

1 — Лангорен, 2 — м. Сент-Джемс, 3 — Кейн, 4 — Амфитрайт, 5 — Энтранс, 6 — Депаче, 7 — ст. «Папа».

временной изменчивости. На рис. 7.8, взятом из работы Грассхофа [9], показана междугодовая изменчивость температуры и солёности глубинных полярных вод, перетекающих через порог Фареро-Исландского пролива. Рисунок наглядно показывает, насколько сложна картина пространственно-временной междугодовой изменчивости течений в этом проливе.

Северо-Атлантическое течение является продолжением Гольфстрима, и можно думать, что их изменчивость является единым



процессом. К сожалению, многолетних систематических наблюдений за изменчивостью расхода Гольфстрима не имеется. В 30-х годах такие наблюдения были начаты Айслином [10], однако в последующие годы они повторялись только эпизодически. На рис. 7.9 показана изменчивость расхода Гольфстрима за период 1937—1940 гг. по данным гидрологических наблюдений на «Атлантисе» и годового хода уровня у Майами и Чарлстона. Сезонная изменчивость расхода здесь достигает  $15 \cdot 10^6$  м<sup>3</sup>/с, а междугодовая за этот короткий период имеет порядок  $5 \cdot 10^6$  м<sup>3</sup>/с. Одна из первых гипотез об особенностях крупномасштабных флюктуаций гидрологических характеристик в системе североатлантической циркуляции вод была выдвинута Айслином [10]. Он предполагал, что количество тепла и солей в системе североатлантической циркуляции, основным звеном которой является Гольфстрим, имеет некоторую норму, и эта система находится в геострофическом равновесии. При усилении циркуляции возрастает влияние силы Кориолиса, которое компенсируется увеличением радиального градиента плотности от центра антициклонической циркуляции к ее периферии, что приводит к сокращению диаметра циркуляции и углублению термоклина в ее центральной области. При ослаблении циркуляции ее диаметр увеличивается. Таким образом, при увеличении скорости Гольфстрима он достигает менее высоких широт, чем в периоды его замедления. Эта гипотеза нашла некоторое подтверждение в наблюдениях Стоммела [11, 12], который заметил, что в период с 1920 по 1950 г. температура поверхности воды в Норвежском море повысилась на 2° С и одновременно с этим в Саргассовом море (центр системы) изотерма 10° С, находящаяся в слое термоклина, поднялась на 50 м.

Шулейкин [12], изучая взаимодействия в системе океан—атмосфера—материки, пришел к выводу об автоколебательном характере этой системы. В качестве примера простейшей автоколебательной системы он рассмотрел (совместно с Ершовой) взаимодействие североатлантической циркуляции с циркуляцией Арктического бассейна. На рис. 7.10 показано схематическое изображение этой системы; здесь *Ф* — Флорида, *Н* — Ньюфаундленд, *П* — Полярный (Арктический) бассейн, *Г* — Гольфстрим, *Л* — холодный поток вод Лабрадорского и Восточно-Гренландского течений, *А* — Северо-Атлантическое теплое течение; черная дуга изображает полярные льды; изогнутыми стрелками отмечена зона смешения холодных и теплых вод, а точками — зона опускания некоторой части смешанных вод, не попавших в систему Северо-Атлантического течения. Всякое изменение режима холодных вод *Л*, отразившись так или иначе на тепловом режиме Северо-Атлантического течения *А*, неминуемо должно распространиться вдоль струй *А*, уходя все дальше и дальше от района смешения *Н*. Попав в Арктический бассейн, такой «импульс» изменит равновесие между вторгающимися теплыми водами и дрейфующими на поверхности льдами. В свою очередь изменение ледовитости повлечет за собой изменение режима холодных струй *Л*. Оно скажется в районе



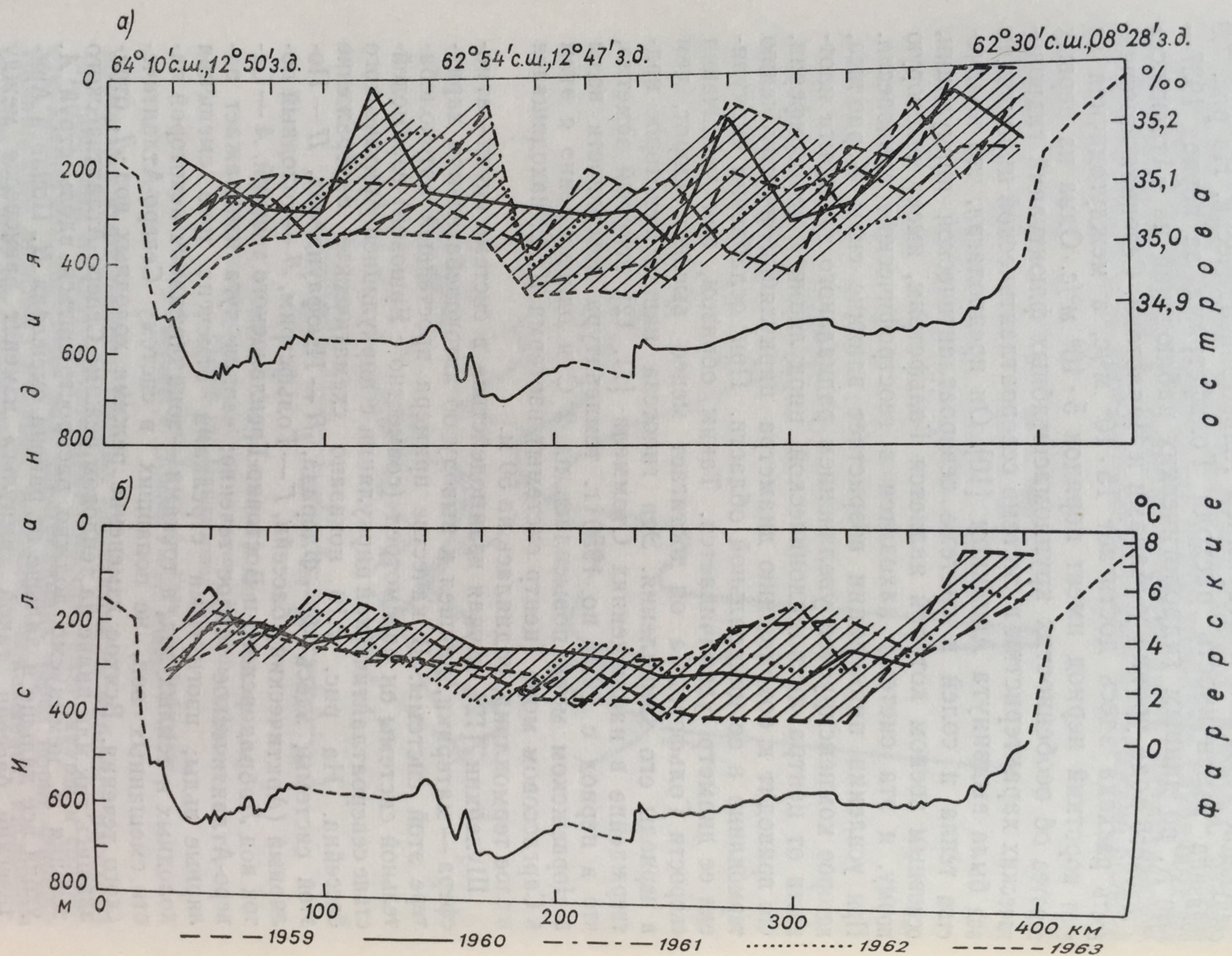


Рис. 7.8. Изменения температуры (б) и солёности (а) придонных вод в Фареро-Исландском проливе в 1959—1963 гг. (по Грассхоффу [9]). Штриховкой показан диапазон колебаний.



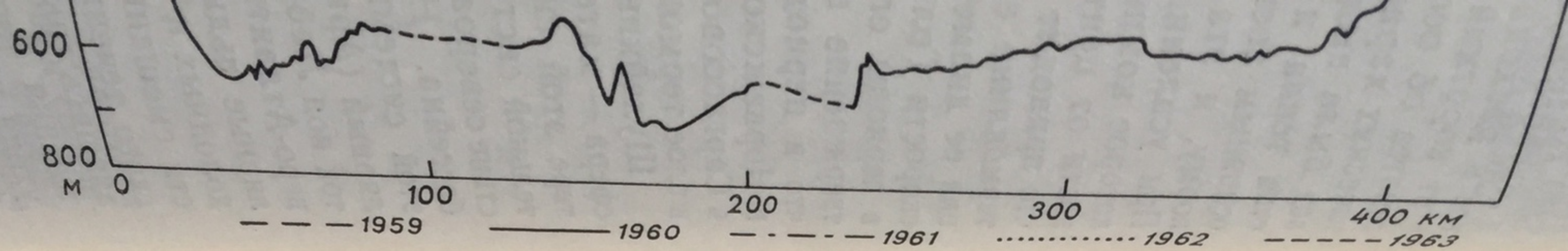


Рис. 7.8. Изменения температуры (б) и солёности (а) придонных вод в Фареро-Исландском проливе в 1959—1963 гг. (по Грассхоффу [9]).

Штриховкой показан диапазон колебаний.

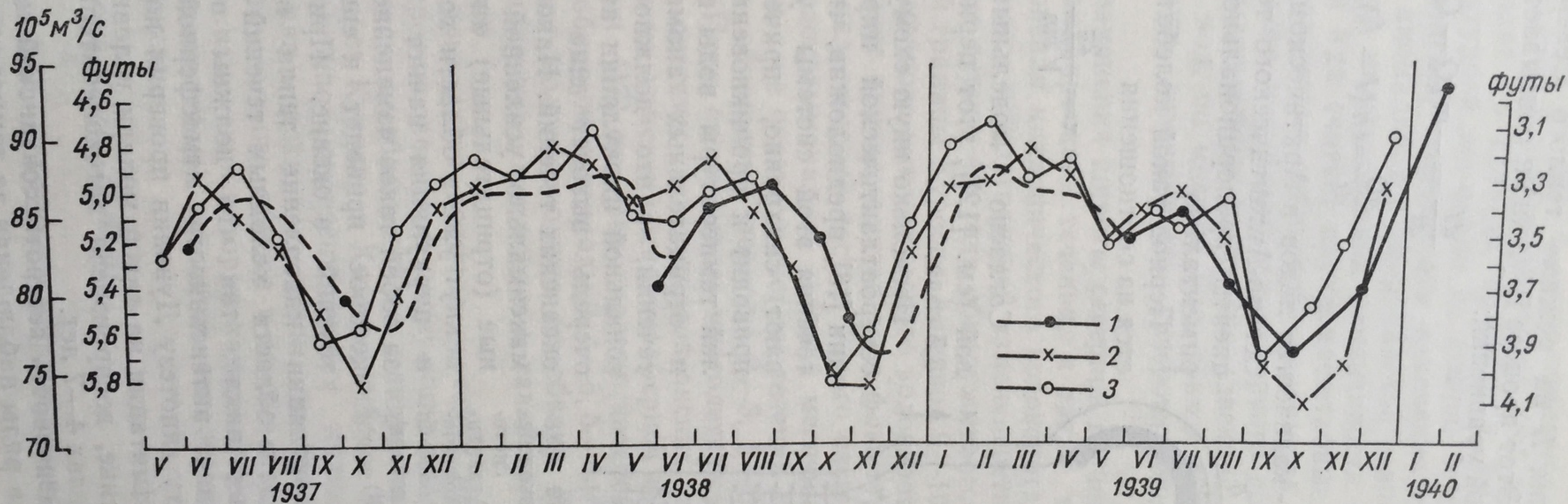


Рис. 7.9. Междугодовые колебания расхода Гольфстрима (1) (по данным гидрологических разрезов «Атлантика») и высот уровня у Майами (2) и Чарлстона (3) (по данным самописцев уровня) за 1937—1940 гг. (по Айслину [10]).



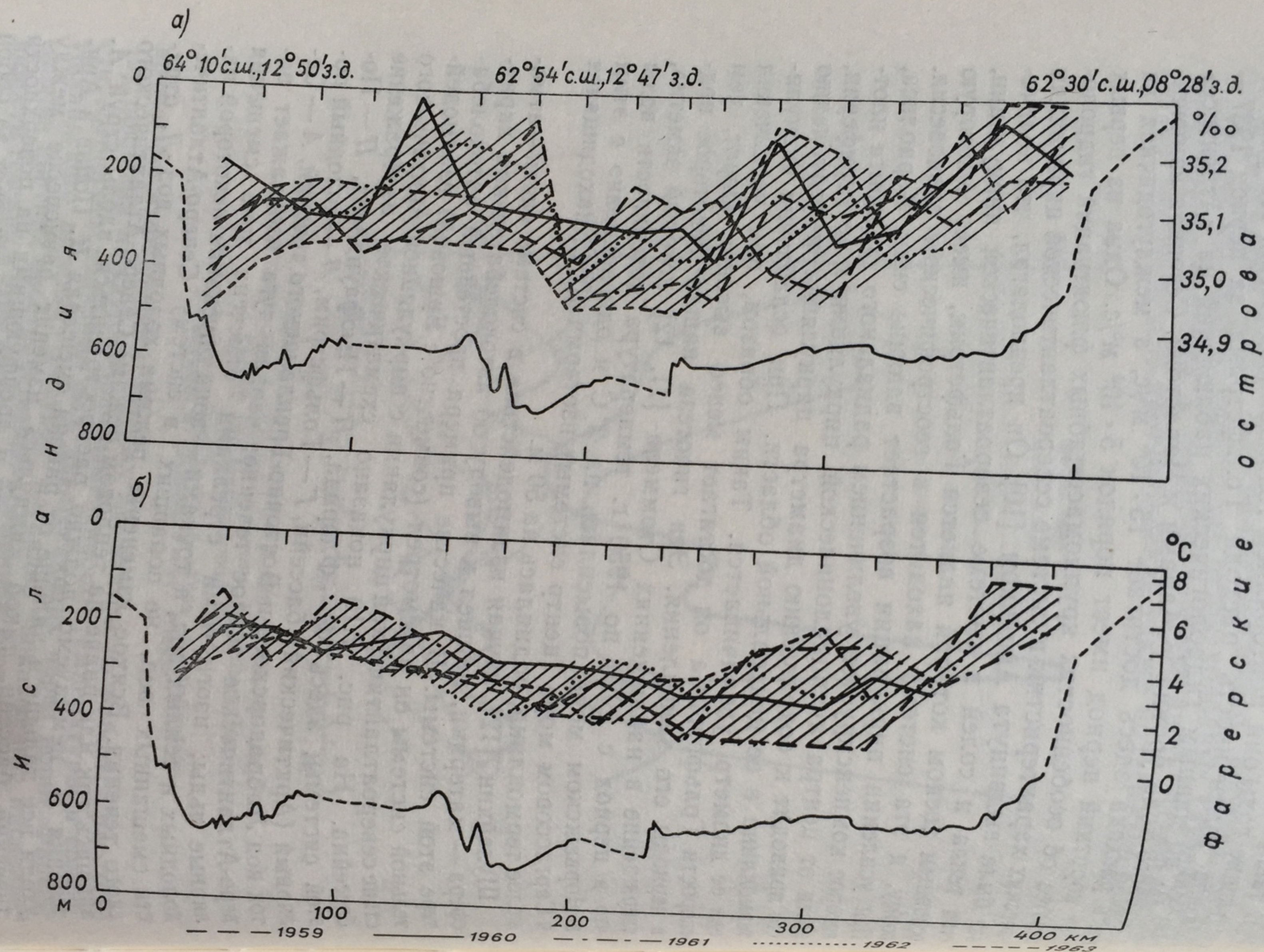


Рис. 7.8. Изменения температуры (б) и солёности (а) придонных вод в Фареро-Исландском проливе в 1959—1963 гг. (по Грассхоффу [9]).

Штриховкой показан диапазон колебаний.



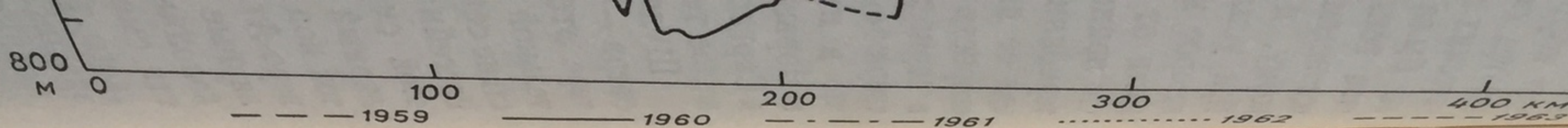


Рис. 7.8. Изменения температуры (б) и солености (а) придонных вод в Фареро-Исландском проливе в 1959—1963 гг. (по Грассхоффу [9]).  
Штриховкой показан диапазон колебаний.

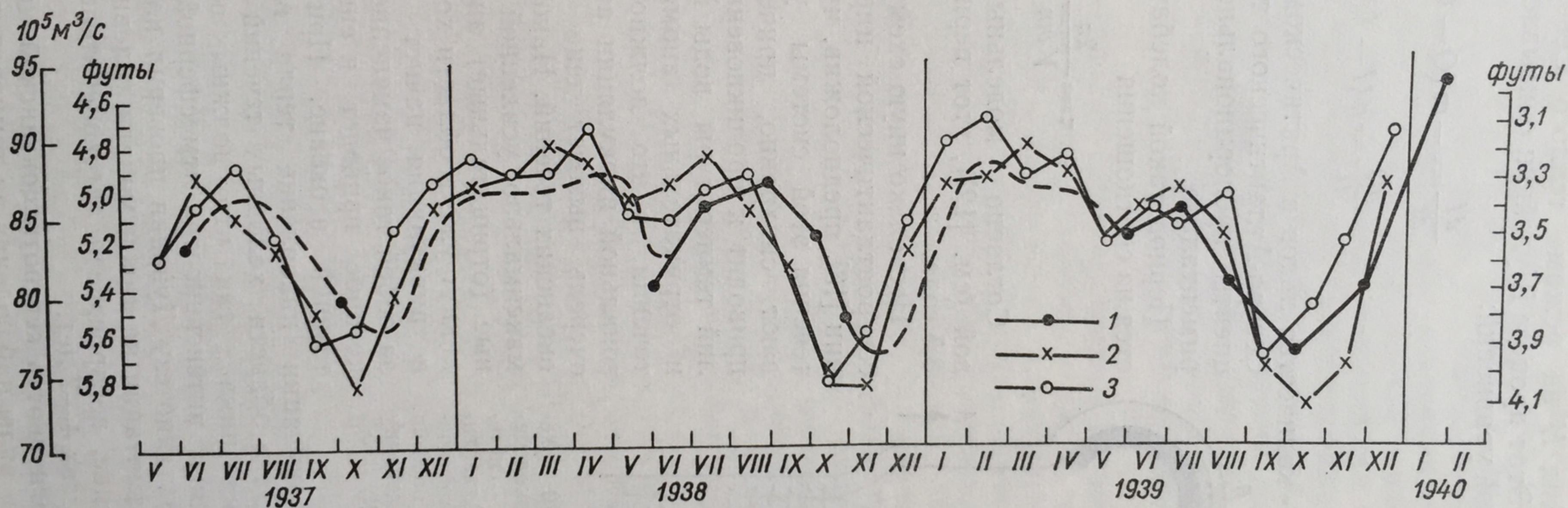


Рис. 7.9. Междугодовые колебания расхода Гольфстрима (1) (по данным гидрологических разрезов «Атлантика») и высот уровня у Майами (2) и Чарлстона (3) (по данным самописцев уровня) за 1937—1940 гг. (по Айслину [10]).



смещения  $H$  на режиме теплого Северо-Атлантического течения и т. д. Этот процесс Шулейкин описывает приближенной системой уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dt} &= -m(Q - Q_0); \\ \frac{dQ}{dt} &= n(I - I_0),\end{aligned}\quad (7.1)$$

где  $I$  — количество льдов в Арктическом бассейне;  $Q$  — теплозапас Северо-Атлантического течения;  $m$  и  $n$  — коэффициенты пропорциональности, определяемые экспериментально.

Период такой колебательной системы определяется из соотношения

$$\tau = \frac{2\pi}{\sqrt{mn}}. \quad (7.2)$$

Согласно модельным экспериментам Ершовой (см. [12]), этот период равен приблизительно 3,5 года.

Несколько иную схему автоколебаний в системе североатлантической циркуляции построил Дуванин [13], предположив, что все основные океанские течения этой системы усиливаются или ослабевают синхронно, причем усиление циркуляции приводит к проникновению положительных аномалий температуры воды в области теплых течений и отрицательных аномалий в области холодных течений, а это должно приводить к усилению зональной циркуляции атмосферы, которое в свою очередь вызовет еще большую интенсификацию океанских течений. Наконец, допускается, что при максимально усиленной циркуляции положительные (отрицательные) аномалии температуры проникнут уже в области холодных (теплых) течений, и циркуляция начнет ослабевать. Это повлечет за собой такое изменение атмосферных процессов, которое приведет к еще большему ослаблению течений в океане. При максимально ослаблен-

Рис. 7.10. Схема автоколебательной системы Атлантика — Арктический бассейн (по Шулейкину [12]).

ной циркуляции накопление тепла в области теплых течений и холода в области холодных течений создаст условия для повторения цикла, так что должны возникать долгопериодные колебания интенсивности атмосферной и океанской циркуляции. Эту гипотезу Дуванин проверил на электромеханической модели. Имитация на такой модели условий, свойственных Северной Атлантике, воспроизвела автоколебательный процесс с периодом, в пределах 4—7 лет.

**Изменчивость северотихоокеанской циркуляции.** Уда [14], используя ряды наблюдений за температурой воды у берегов Японии



и Калифорнии за период с 1911 по 1941 г., установил, что междугодовые изменения в западной и восточной частях этой циркуляционной системы происходят со сдвигом по фазе в 3—4 года (время добегания температурной аномалии по южной ветви циркуляции). При этом с японской стороны эти изменения связаны со вторжениями тепловых аномалий, а с американской — аномалий холода. Основной причиной междугодовой изменчивости северо-тихоокеанской циркуляции Уда считает крупномасштабные флюктуации интенсивности и положения сибирского максимума, алеутского минимума и гавайского максимума атмосферного давления в зимний период. Крупномасштабные изменения адвекции промежуточных субарктических вод, по мнению Уда, также могут стимулировать междугодовую изменчивость северо-тихоокеанской циркуляции.

Ичие [15] по данным изменения широты северной границы Куро-сио, частоте и силе меандрирования течения, а также по времени появления и исчезновения циклонического водоворота к югу от Японии обнаружил периоды междугодовой изменчивости Куро-сио 4,5 и 9—10 лет, причем период 4,5 года обнаруживается в изменениях широты северной границы Куро-сио, а период 9—10 лет — в изменениях квазистационарного циклонического водоворота. Оба эти процесса Ичие объясняет крупномасштабными флюктуациями атмосферной циркуляции над северной частью Тихого океана. Фукуока [16] методом периодограммного анализа средних месячных температур воды в деятельном слое океана в системе течений Курильского (Оясио) и Куро-сио обнаружил периоды 2—3, 5—6 и 9—11 лет; так же, как Уда и Ичие, он связывает многолетние колебания в тепловом режиме системы северо-тихоокеанских течений прежде всего с многолетними изменениями атмосферной циркуляции над океаном. Баталин [17] по изменчивости интенсивности меандрирования Куро-сио обнаружил периоды 3, 4—5, 5—6 и 10 лет. По мнению Баталина, эти долгопериодные колебания Куро-сио связаны с колебаниями сибирского, алеутского и гавайского атмосферных барических центров.

В работе Корта [18] приводится попытка изучения междугодовой изменчивости северо-тихоокеанской циркуляции по данным глубоководных гидрологических наблюдений на стандартных океанографических разрезах через Куро-сио и Калифорнийское течение. По мнению Корта, достаточно репрезентативным индикатором изменчивости адвекции тепла морскими течениями, не требующим знания характеристик турбулентного обмена в океане и скорости течения (непосредственные измерения которых начали широко проводиться только в последние годы), является теплосодержание  $Q$ , рассчитываемое по формуле

$$Q = c_p \int_S T(h, L) dh dL, \quad (7.3)$$

где  $c$  — теплоемкость воды;  $h, L$  — глубина и ширина течения;  $S$  — площадь сечения потока.



Этим методом были обработаны глубоководные наблюдения за температурой воды по разрезу Сиономисаки, секущему течение Кюросио по  $135^{\circ}40'$  в. д. от берегов Японии до его южной границы, за период с 1954 по 1964 г. Результаты обработки показаны на рис. 7.11. Этот рисунок показывает сезонные (тонкая линия) и

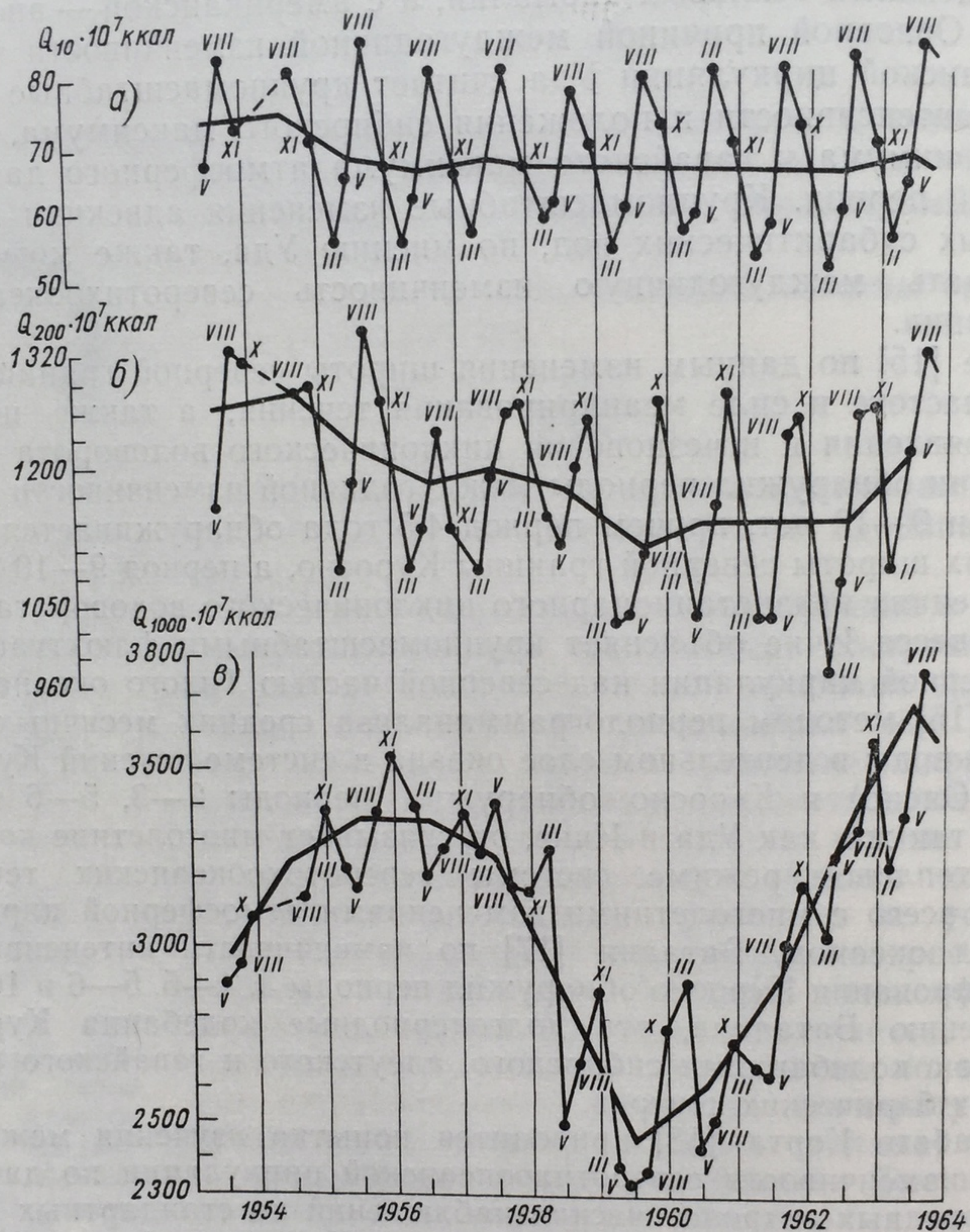


Рис. 7.11. Годовые и сезонные колебания теплосодержания в поверхностном (а), деятельном (б) и бароклинном (в) слоях океана на разрезе Сиономисаки (по Корту [18]).

средние годовые (жирная линия) изменения теплосодержания в верхнем 10-метровом слое (а), в слое 0—200 м (б) и 0—1000 м (в). Глубина 1000 м на данном разрезе приблизительно соответствует нижней границе течения Кюросио или глубине бароклинного слоя океана в данном районе. Анализ полученных результатов показывает, что колебания величины теплосодержания в верхнем (0—10 м) и деятельном (0—200 м) слоях океана имеют резко вы-



раженный сезонный ход с годовым периодом, обусловленным режимом солнечной радиации; средние годовые значения теплосодержания в этих слоях обнаруживают междугодичные изменения, но амплитуда их значительно меньше, чем у сезонных колебаний. Изменения же теплосодержания в бароклинном слое океана (до глубины нижней границы течения Куроисио) своей главной составляющей имеют междугодичные колебания с амплитудами больше, чем у сезонных колебаний. Период междугодичных колебаний теплосодержания бароклинного слоя ориентировочно (из-за краткости ряда глубоководных наблюдений) может быть оценен в 5—7 лет, что весьма близко к периодам, полученным другими авторами, и удовлетворительно согласуется с периодом обращения водных масс в северотихоокеанской системе течений. Крупномасштабные колебания адвекции тепла течением Куроисио приводят к изменениям средней температуры бароклинного слоя океана в районе этого течения на 3—4° С.

Расчеты междугодичной изменчивости теплосодержания в Калифорнийском течении по этой же методике дали период 5—6 лет. Сравнение Куроисио и Калифорнийского течения показывает, что экстремальные значения теплосодержания Куроисио у берегов Японии наступают в среднем на 4—6 лет позже, чем Калифорнийского течения. Этот сдвиг во времени почти на 2 года больше времени движения водных масс (а следовательно, и температурной аномалии) по южной ветви системы северотихоокеанской циркуляции. По-видимому, эти два года уходят на формирование температурной аномалии в бароклинном слое океана в районе Калифорнийского побережья. Если учесть обнаруженную Фукуока [16] связь между широтным положением оси или северной границы Куроисио (в зоне полярного океанологического фронта) и положением максимума скорости западных ветров, то автоколебания океанской и атмосферной циркуляции в северной части Тихого океана можно изобразить схемой, показанной на рис. 7.12. Здесь в кольце циркуляции указано время обращения температурных аномалий по южной и северной ветвям; в области, ограниченной пунктиром, — продолжительность формирования положительной температурной аномалии в районе восточной ветви циркуляции; у пунктирных линий в северо-западном углу схемы — время сдвига между широтным перемещением северной границы Куроисио (или полярного океанологического фронта) и зоны максимальных скоростей западных ветров к северу при увеличении скорости Куроисио и к югу при ее ослаблении; в северо-восточном углу схемы — средняя продолжительность переноса холодных воздушных масс от арктических районов к тропикам.

Процессы взаимодействия океана и атмосферы здесь можно представить себе таким образом. С возрастанием теплового воздействия океана на атмосферу в зоне северотихоокеанского полярного океанологического фронта (при максимальном теплосодержании в течении Куроисио) интенсивность западно-восточного переноса в атмосфере увеличивается. Происходит это потому, что



с продвижением к северу фронта, или, что то же самое, оси течения Кюросио, соответственно перемещается и атмосферный полярный фронт, и расстояние между ним и арктическим фронтом сокращается, в результате чего меридиональные градиенты атмосферного давления в этом районе увеличиваются. Усиление западно-восточного переноса в северной части Тихого океана приводит к интенсификации холодного Калифорнийского течения, в результате чего в восточной части тропической зоны Тихого океана начинают накапливаться холодные воды, порождая отрицательную

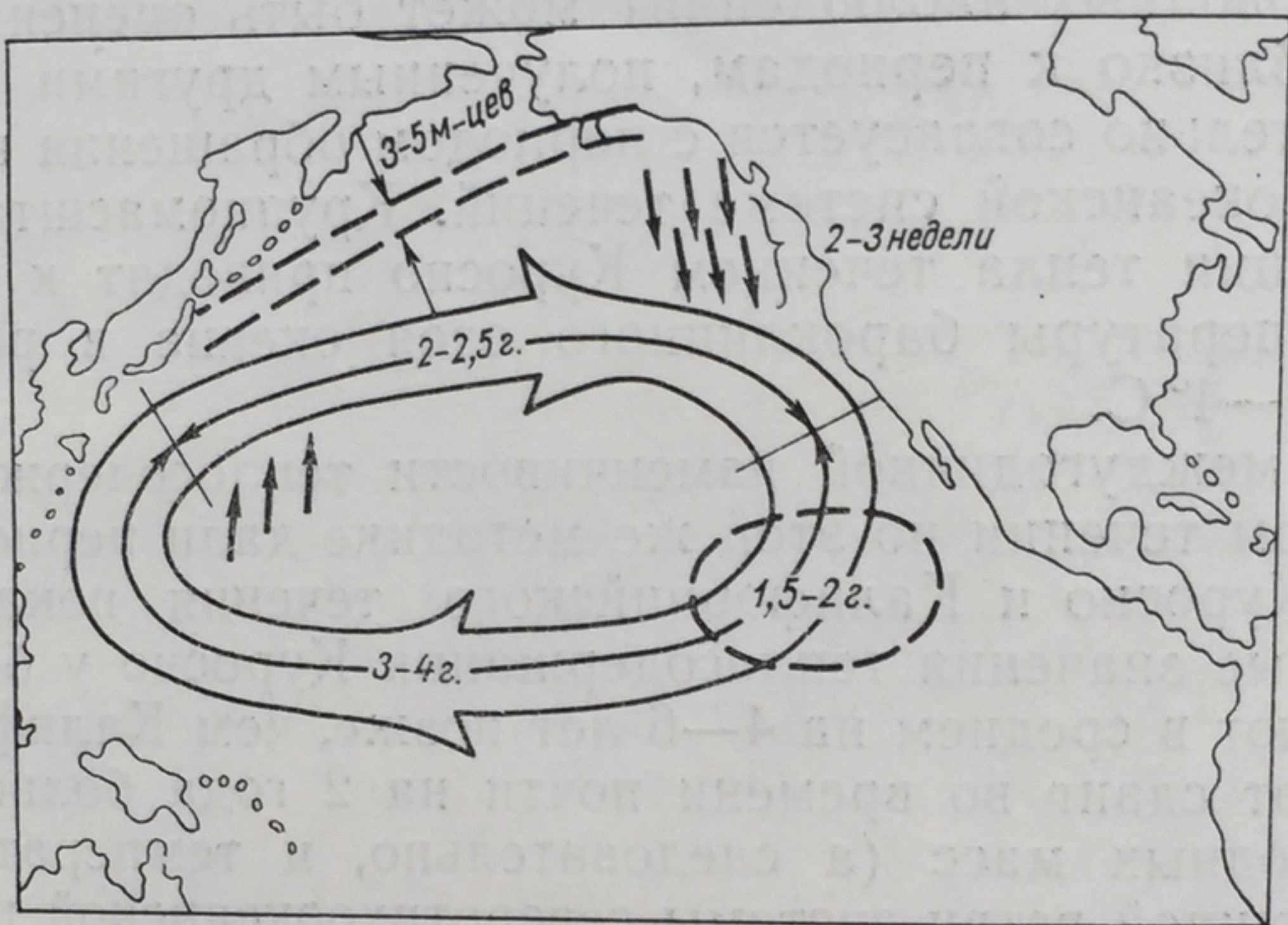


Рис. 7.12. Схема крупномасштабного взаимодействия северотихоокеанской циркуляции с западным переносом в атмосфере (по Корту [18]).

аномалию в теплосодержании северотихоокеанской антициклонической циркуляции. Охлаждение поверхностных вод в восточной части океана (вследствие выноса с севера холодных водных и воздушных масс) создает условия для преобладания в этом районе сухой, малооблачной погоды и тем самым для более интенсивного прогрева вод увеличившимся притоком солнечной радиации. Так начинает формироваться новая положительная аномалия в теплосодержании северотихоокеанской циркуляции. Полный оборот такой температурной аномалии в системе северотихоокеанской циркуляции, как это было указано выше, происходит в среднем за 6 лет.

Влияние изменений теплосодержания бароклинного слоя океана на тепловой режим нижних слоев атмосферы происходит со значительным сдвигом во времени. Теплосодержание же деятельного и особенно поверхностного слоя океана флюктуирует почти одновременно с изменением теплосодержания нижних слоев атмосферы. Когерентность между ними равна  $0,87 \div 0,90$  при сдвиге фаз  $\varphi = -2,5 \div 7,1^\circ$  (т. е. изменения теплосодержания в нижнем слое атмосферы несколько опережают изменения теплосодержания в поверхностном и деятельном слое океана). Таким образом, изменчивость температурного режима поверхностного слоя океана



определяется изменениями теплового состояния нижних слоев атмосферы, что вполне согласуется с выводами Шишкова [2] о влиянии меридионального переноса тепла в нижней тропосфере на температурный режим поверхности океана. Последнее обстоятельство проливает некоторый свет на проблему формирования температурных аномалий на больших площадях поверхности океана, обнаруженных в последнее время рядом исследователей. Действительно, если тепловой режим деятельного слоя океана в основном определяется внешним теплооборотом, обусловленным главным образом балансом солнечной радиации, то и изменения температурного поля в поверхностных слоях океана должны быть крупномасштабными. Планетарный характер имеют также и другие атмосферные процессы, действующие на поверхность океана (атмосферная циркуляция, облачность, осадки). Отсюда вполне понятно, почему в океанах есть обширные акватории, занятые сравнительно быстро развивающимися положительными и отрицательными аномалиями температуры воды в поверхностных слоях. В глубинных же слоях океана доминирующая роль в перераспределении тепла принадлежит течениям, и поскольку скорость океанской циркуляции на два порядка меньше скорости атмосферной циркуляции, то влияние адвекции тепла течениями на теплообмен между океаном и атмосферой проявляется медленно, и оно существенно только для длиннопериодных процессов.

**Явление Эль-Ниньо.** Океанологами накоплена многолетняя информация по так называемому явлению Эль-Ниньо — аномальному продвижению теплых экваториальных вод (южной ветви Межпассатного противотечения) далеко на юг вдоль побережья Южной Америки (в 1941 г. до  $15^\circ$  ю. ш.) при ослаблении юго-восточного пассата. Такие глубокие вторжения теплых вод резко меняют океанологические и метеорологические условия в прибрежных районах Перу и Чили и приводят к массовой гибели холодолюбивых промысловых рыб в этих районах, катастрофическим ливням и штормам разрушительной силы. На рис. 7.13 показан многолетний ход температуры воды около пункта Пуэрто-Чикама (Перу) и атмосферного давления в Джакарте. Максимумы положительных аномалий температуры воды, показанные на этом рисунке, соответствуют моментам наступления Эль-Ниньо. Они относятся к 1925—1926, 1930, 1932, 1939—1941, 1943, 1951, 1953 и 1957—1958 гг. Таким образом, периоды проявления Эль-Ниньо составляют 2, 4—5 и 8 лет.

В связи с явлением Эль-Ниньо интересную модель взаимодействия между атмосферной и океанской циркуляциями и их многолетней изменчивости предложил Бьеркнес [20]. В экваториальной зоне Тихого океана наблюдается существенный температурный контраст (до  $8^\circ\text{C}$ ) между западными и восточными районами. Естественно, что он является причиной такого же контраста в нижней атмосфере над океаном. В результате этого для термической циркуляции атмосферы характерно опускание воздуха на востоке экваториальной зоны и подъем на западе. Такие движения воздушных



масс порождают квазистационарное звено в атмосферной циркуляции, оказывающее сильное влияние на режим северного и южного пассатов. Этот процесс ведет к усилению экваториального подъема вод в океане, достигающего своего максимального развития в восточной половине экваториальной зоны. Таким образом, при усилении пассатов усиливается экваториальный подъем глубинных вод и увеличивается температурный контраст между западной и восточной частями экваториальной зоны. При ослаблении пассатов ослабевает и экваториальный подъем вод, что приводит к уменьшению температурного контраста вдоль экваториальной

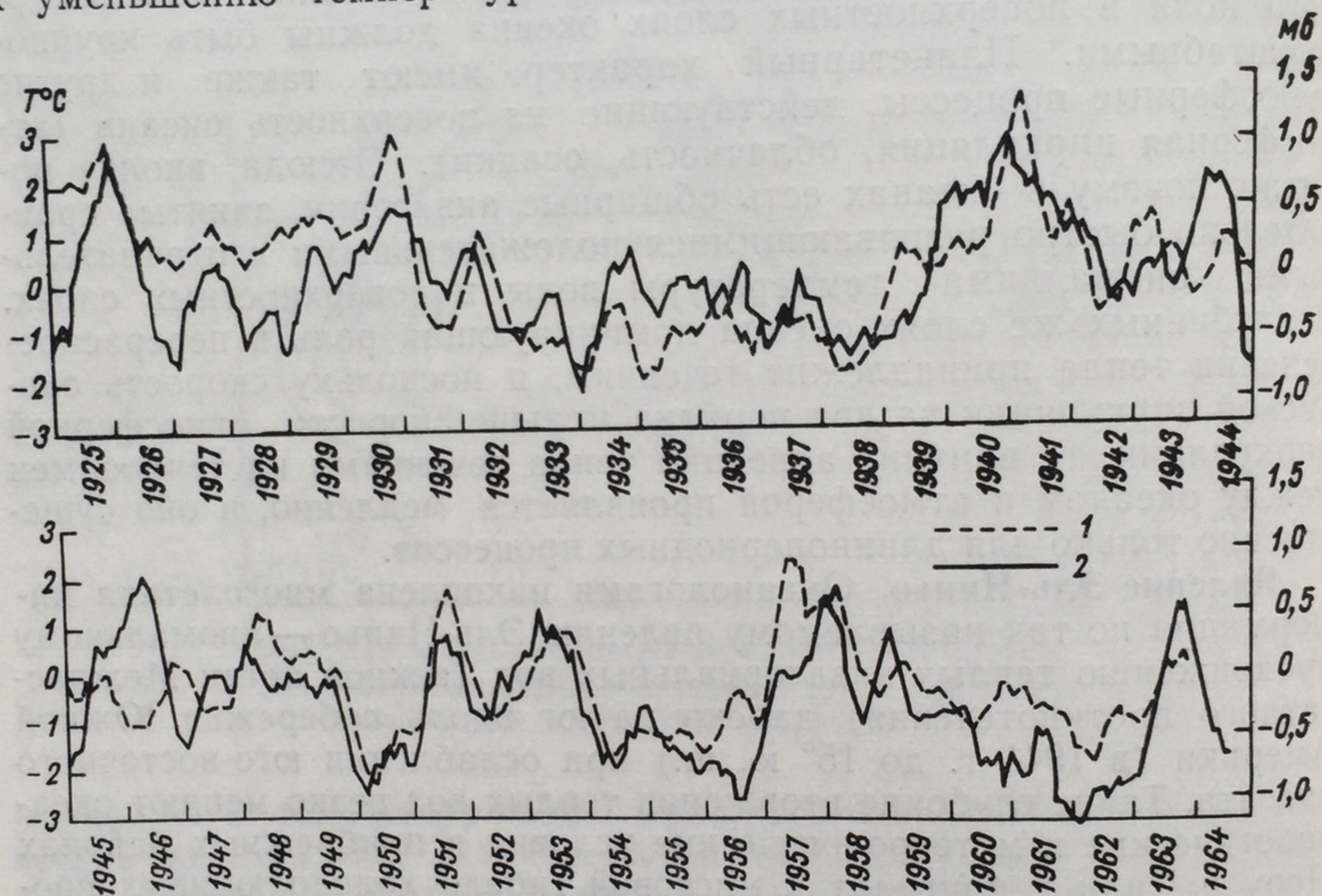


Рис. 7.13. Многолетний ход среднемесячных значений температуры воды у Пуэрто-Чикама (1) и атмосферного давления в Джакарте (2) (по Берлаге [19]).

зоны, развитию конвергенции теплых поверхностных вод с севера и юга в экваториальной зоне и, как следствие, к ускоренному ослаблению пассатов. Ослабление пассатных ветров способствует накоплению холодных вод в восточной части экваториальной зоны за счет Перуанского течения и подъема вод у берегов Перу и Чили. Накопление холодных вод в восточной части экваториальной зоны снова приводит к обострению температурного контраста, и цикл возобновляется.

Описанный процесс взаимодействия океана и атмосферы в экваториальной зоне носит автоколебательный характер с периодом около двух лет. Однако, как подчеркивает Бьеркнес, на эту простую схему налагается влияние и других макропроцессов в атмосфере, в том числе взаимодействие с атмосферной циркуляцией в Индийском океане. На экваториальном разрезе атмосферы на



рис. 7.14 показана схема такого взаимодействия по Бьеркнесу. Линиями токов на рисунке показана вертикальная атмосферная циркуляция над экваториальными зонами Индийского и Тихого океанов по данным вертикальных профилей ветра, полученных зондированием в пунктах: 1 — Абиджан, 2 — Найроби, 3 — Гана, 4 — Сингапур, 5 — о. Кантон и 6 — Богота. При перемещении индоокеанской циркуляции на восток (до  $170^\circ$  з. д.) область тихоокеанского подъема вод резко сокращается. При продвижении тихоокеанской циркуляции к западу (до  $130^\circ$  в. д.) усиливается подъем вод в экваториальной зоне Тихого океана.

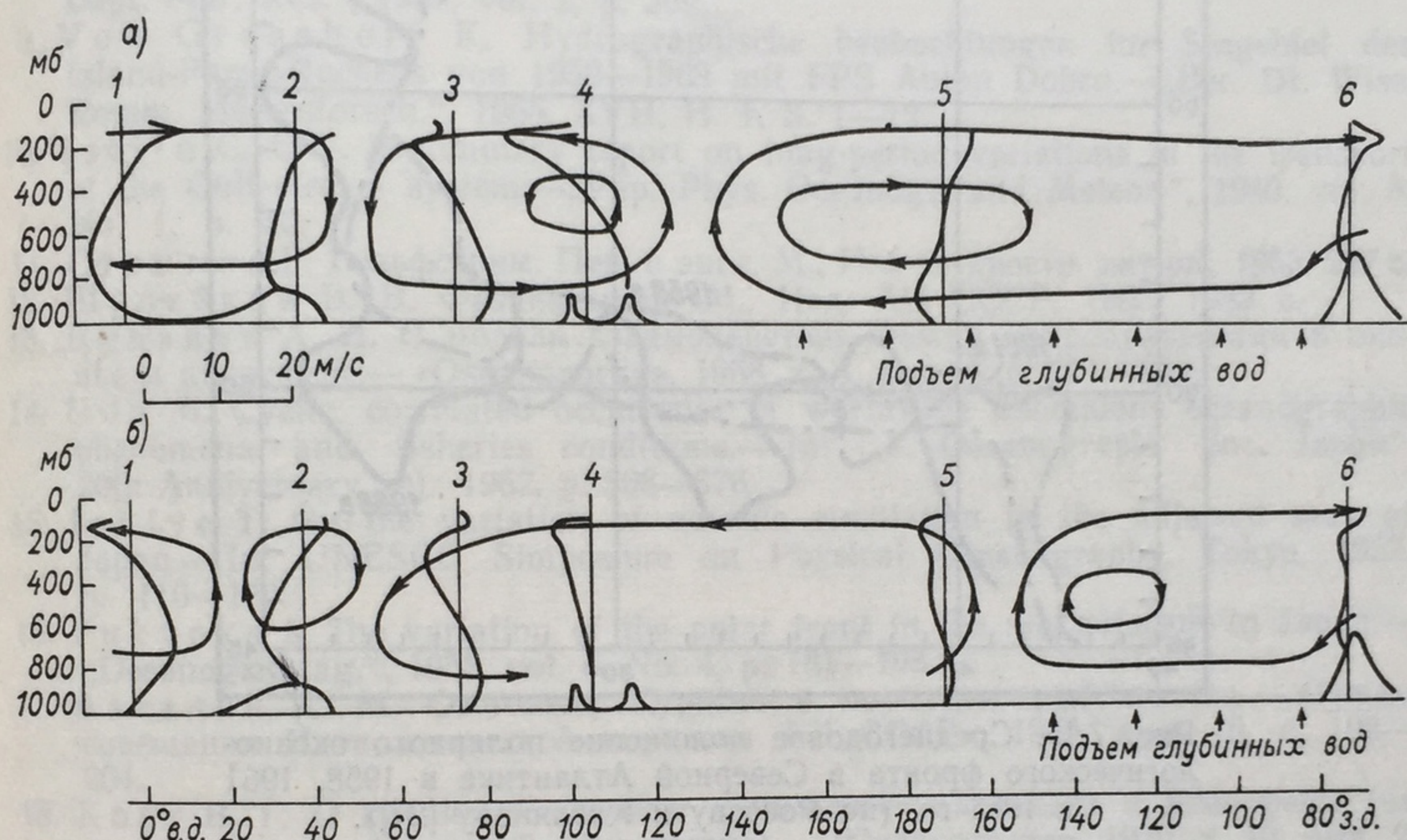


Рис. 7.14. Схема взаимодействия экваториальной атмосферной циркуляции над Индийским и Тихим океанами (по Бьеркнесу [20]): а — ноябрь 1964 г., б — ноябрь 1965 г.

Указан масштаб скорости ветра.

По мнению Бьеркнеса, именно этот процесс и обуславливает двухгодичный период в системе взаимодействия пассатных ветров с экваториальными течениями. Периоды колебаний Эль-Ниньо большей продолжительности (4—5 и 8 лет), вероятно, связаны с круговоротами температурных аномалий в системах северо-тихоокеанской и южнотихоокеанской антициклонических циркуляций в океане. С междугодичными колебаниями температурного режима экваториальной зоны Тихого океана Бьеркнес связывает крупномасштабную изменчивость атмосферной циркуляции в высоких широтах Тихого и Атлантического океанов и даже режим дрейфа льдов в Арктическом бассейне.

**Изменчивость океанологических фронтов.** Более или менее систематическая многолетняя информация имеется только по северо-тихоокеанскому полярному океанологическому фронту. Амплитуда его широтных междугодичных перемещений, согласно наблюдениям за изотермой  $15^\circ\text{C}$  за период 1933—1964 гг., достигает 5—6°.



а период подобных колебаний в среднем составляет 4—5 лет. Любопытно, что в западной части тропической зоны Тихого океана широтные колебания фронта субтропической конвергенции также достигают 5—6°.

Россов и Кисляков [21], используя данные сезонных гидрологических съемок с судов «Михаил Ломоносов» и «Атлантида» в 1968 г., а также данные Дитриха и Муромцева [22], рассмотрели

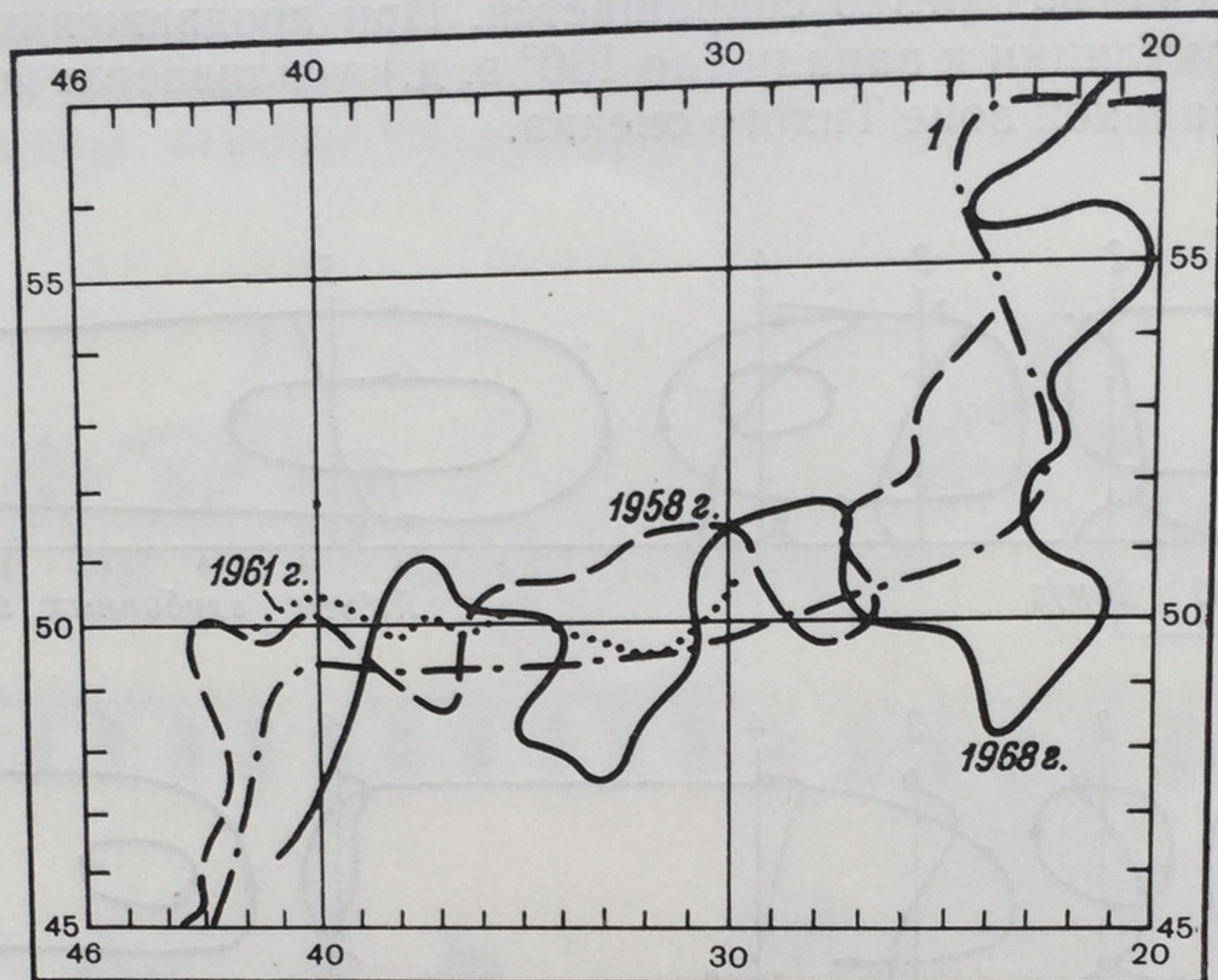


Рис. 7.15. Среднегодовое положение полярного океанологического фронта в Северной Атлантике в 1958, 1961 и 1968 гг. (по Россову и Кислякову [21]).

1 — среднемноголетнее положение изотермы 10° С, по работе [23].

межгодовые изменения полярного океанологического фронта в центральной и северо-восточной частях Северной Атлантики. Они показали, что межгодовые колебания положения фронта могут быть порядка 200 миль, а сезонные — 100 миль. Линия фронта при этом повторяет изгибы меандров Гольфстрима и Северо-Атлантического течения. На рис. 7.15 показаны среднегодовые положения фронта в 1958, 1961 и 1968 гг.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Potaychuk S. I. Some results of the statistical analysis of the long-term variability of water temperature in the North Atlantic.—„Rapports et Proces-Verbaux des Reunions“, 1972, vol. 162, p. 154—158.
2. Шишков Ю. А. Меридиональный перенос тепла в нижней тропосфере и аномалии температурного режима в северной части Атлантического океана.— «Труды ИОАН», 1962, т. 57, с. 156—199.
3. Архипова Е. Г. Межгодовые изменения теплового баланса в северной части Атлантического океана за последнее десятилетие.— «Труды ГОИН», 1960, вып. 54, с. 35—60.



4. Midttun L. Variability of temperature and salinity at some localities outside the coast of Norway.—In: „Progress in Oceanography“, 1968, vol. 5, p. 41—54.
5. Панфилова С. Г. Температура вод. В кн.: Тихий океан. Т. II. Гидрология Тихого океана. Под ред. А. Д. Добровольского. М., «Наука», 1968, с. 71—112.
6. Панфилова С. Г. О соотношении между сезонной и междугодовой изменчивостью гидрологических элементов.—«Океанология», 1971, т. 11, вып. 4, с. 588—598.
7. Колесникова В. Н., Монин А. С. О междугодовой изменчивости метеорологических элементов.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1966, т. 2, № 2, с. 113—120.
8. Tait I. B. Hydrography of Faroe-Shetland Channel, 1927—1952.—„Scot. Home Dept. Mar. Res.“, 1957, vol. 2, p. 309.
9. Von Grasshoff K. Hydrographische beobachtungen im Seegebiet des Island-Faroe-Ruckens von 1959—1963 mit FFS Anton Dohrn.—„Ber. Dt. Wiss. Romm. Meeresforsch.“, 1965, XVII, H. 1, S. 1—12.
10. Iselin C. O'D. Preliminary report on long-period variations in the transport of the Gulf-stream system.—„Pap. Phys. Oceanogr. and Meteor.“, 1940, vol. 8, No. 1, p. 40.
11. Стоммел Г. Гольфстрим. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1963. 227 с.
12. Шулейкин В. В. Физика моря. М., Изд. АН СССР, 1968. 1083 с.
13. Дуванин А. И. О модели взаимодействия между макропроцессами в океане и атмосфере.—«Океанология», 1968, т. 8, вып. 4, с. 571—580.
14. Uda M. Cyclic, correlated occurrence of worldwide anomalous oceanographic phenomena and fisheries conditions.—In: „J. Oceanograph. Soc. Japan“. 20th Anniversary vol., 1962, p. 368—376.
15. Ichiye T. On the variation of oceanic circulation in the adjacent seas of Japan.—In: UNESCO Symposium on Physical Oceanography. Tokyo, 1957, p. 116—129.
16. Fukuoka I. The variation of the polar front in the sea adjacent to Japan.—„Oceanogr. Mag.“, 1955, vol. 6, No. 4, p. 181—195.
17. Баталин А. М. Состояние Куроисио и проблемы рыболовства.—«Труды совещания Ихтиологической комиссии АН СССР», 1960, вып. 10, с. 198—204.
18. Корт В. Г. О крупномасштабном взаимодействии океана и атмосферы (на примере северной части Тихого океана).—«Океанология», 1970, т. 10, вып. 2, с. 222—240.
19. Berlage H. P. The southern oscillation and world weather.—Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut Mededelingen en Verhandlingen, 1966, No. 88, p. 1—142.
20. Bjerknes J. Atmospheric teleconnection from the equatorial Pacific.—„Monthly Weather Review“, 1969, vol. 97, No. 3, p. 163—172.
21. Rossov V. V., Kislyakov A. G. The Polar Front in the North-Atlantic in 1968—69.—„Rapports et Proces-Verbaux des Reunions“, 1972, vol. 162, p. 220—226.
22. Муромцев А. М. Основные черты гидрологии Атлантического океана. Л., Гидрометеиздат, 1963. 838 с.



## 8

### ГЛАВА

## КЛИМАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

Под климатом океана следует понимать статистический режим колебаний глобальных океанологических полей с периодами меньше нескольких десятилетий, так что климатическими являются характеристики, осредненные по интервалам времени порядка нескольких десятилетий. Они сами могут колебаться во времени (с периодами больше нескольких десятилетий), характеризуя колебания климата.

При попытках выявить колебания климата в прошлом мы сталкиваемся с двумя трудностями. Первая из них заключается в том, что измеряемые ныне параметры атмосферы и океана — приходящая на поверхность Земли солнечная радиация, температура воздуха, атмосферное давление, количество осадков, температура и соленость воды в океане, скорость океанских течений — ранее не измерялись (и в летописях встречаются лишь качественные сведения о засухах, морозах, ледовитости полярных морей и т. п.). Поэтому приходится использовать непривычные и не прямые данные — толщины годовых колец деревьев и годовых слоев некоторых осадочных пород (*варвитов*), исторические и геологические данные о длинах долинных ледников, древние террасы на берегах морей, остатки тепло- и холодолюбивых организмов в слоях колон морских осадков и другие геологические, палеонтологические и палеоботанические данные.

Второй трудностью является возможная нерепрезентативность локальных данных и необходимость построения глобальной картины климата, для чего тем более не хватает материалов. Вследствие этих трудностей анализ климатических колебаний требует весьма специфических исследований, и мы здесь ограничимся лишь немногими иллюстрациями.

Вся совокупность данных с определенностью показывает, что имеют место внутривековые колебания климата, типичным примером которых является климатическое потепление в первой половине XX в., и междувекковые колебания, например, происходившие



в последние 12 тыс. лет после окончания вюрмского оледенения, — потепление до «климатического оптимума» в XL—XX вв. до нашей эры, похолодание до «малого климатического оптимума» или «эпохи викингов» в VIII—X вв., похолодание в XIII—XIV вв., потепление в XV—XVI вв., похолодание в «малом ледниковом периоде» XVII—XIX вв. В эти периоды внешние параметры системы океан—атмосфера (прежде всего распределение солнечного тепла на внешней границе атмосферы и конфигурация океанов и континентов), а также состав атмосферы, по-видимому, не изменялись,

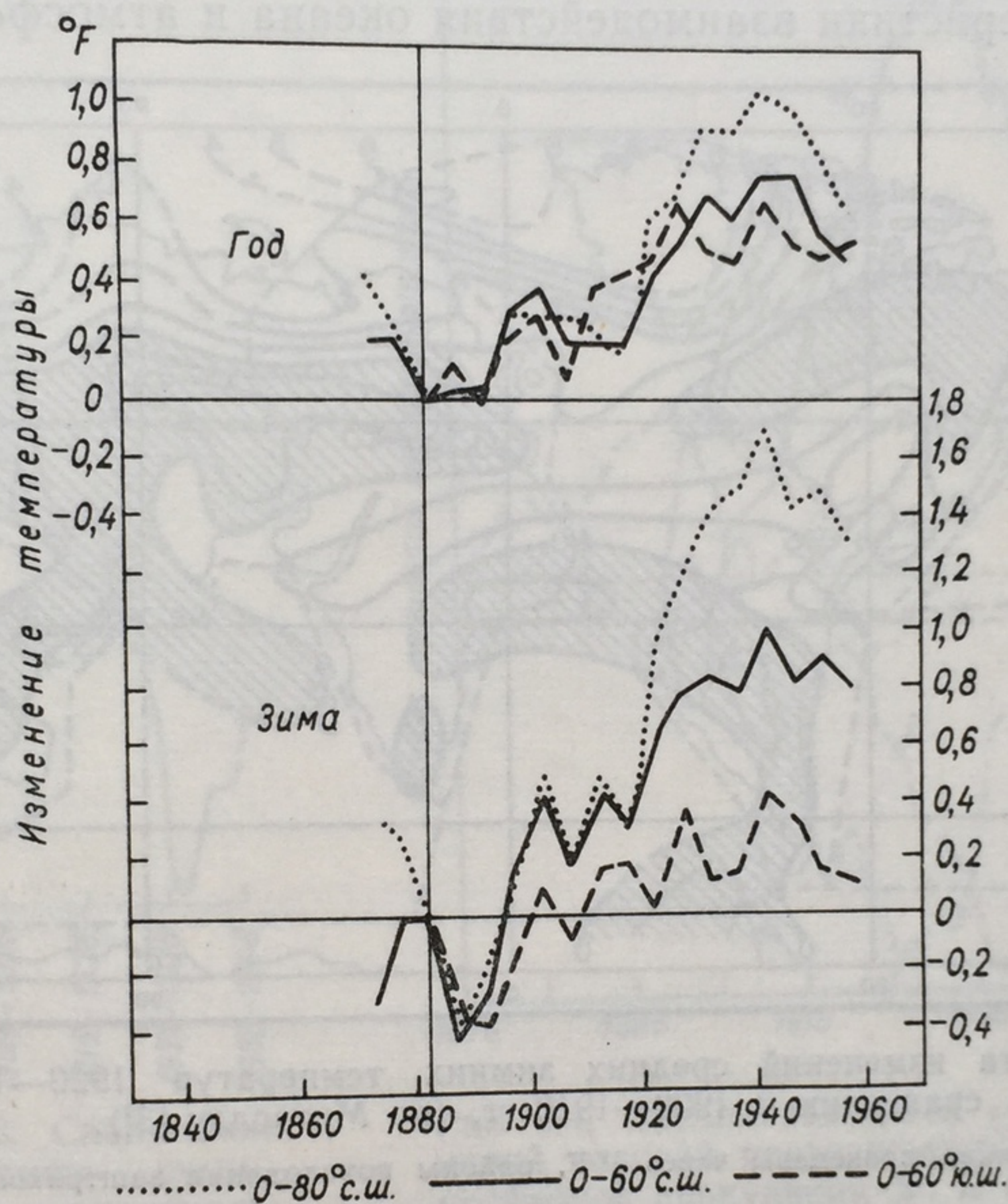


Рис. 8.1. Отклонения средних пятилетних значений температуры избранных широтных зон за последнее столетие от их значений в пятилетие 1880—1884 гг. (по Митчеллу [2]).

так что эти колебания климата следует приписывать внутренним процессам в системе океан—атмосфера, т. е. процессам взаимодействия океана и атмосферы (допуская тем самым, что внешние параметры не определяют климат однозначно, и при фиксированных их значениях система океан—атмосфера может находиться в различных состояниях и самопроизвольно переходить от одного из них к другому).

Более длительные колебания климата, вероятно, связаны уже с изменениями внешних параметров. Так, ледниковые периоды порядка  $10^4$ — $10^5$  лет, имевшие место в плейстоцене, астрономическая теория Миланковича объясняет изменениями распределения



солнечного тепла на внешней границе атмосферы из-за возмущений вращения Земли воздействием других планет. Колебания климата с периодами  $10^7$ — $10^8$  лет могли быть вызваны изменениями конфигурации океанов и материков, т. е. движением материков и полюсов. Эти вопросы мы более рассматривать не будем и отсылаем читателей к книге [1].

Для анализа климатического потепления первой половины XX века мы располагаем многочисленными данными инструментальных измерений характеристик атмосферы и океана (хотя прямые характеристики взаимодействия океана и атмосферы — потоки

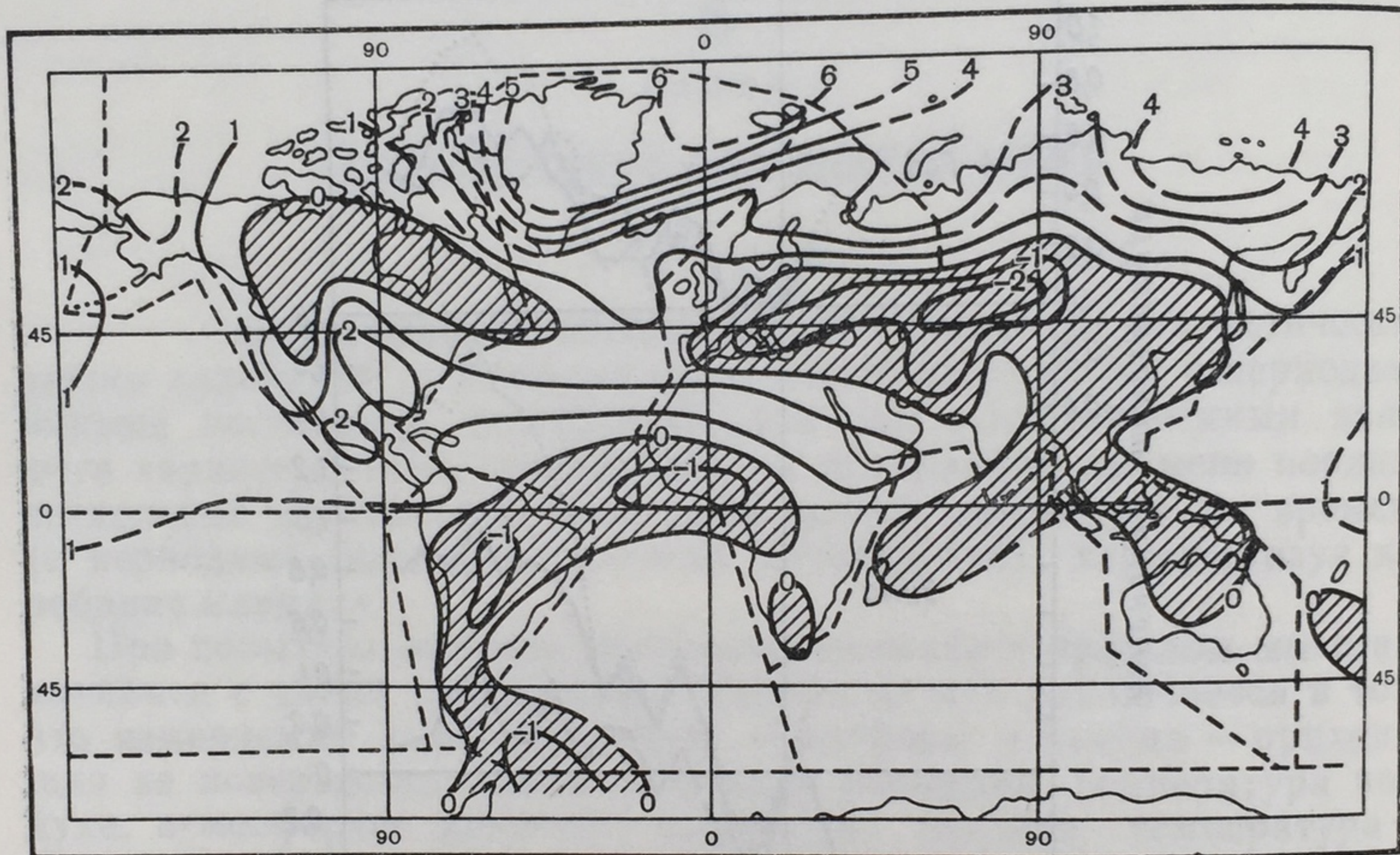


Рис. 8.2. Карта изменений средних зимних температур 1920—1930 гг. по сравнению с 1900—1919 гг. (по Митчеллу [3]).

Изолинии проведены через  $1^\circ \text{F}$ , районы похолодания заштрихованы.

тепла, влаги и количества движения на поверхности океана, важные для анализа генезиса потепления, еще не измерялись). Но трудности глобального обобщения здесь велики, и разные авторы предлагают различные интерпретации этих данных. На рис. 8.1 приводятся графики повышения средней температуры воздуха в различных широтных зонах Земли в период 1890—1950 гг., по Митчеллу [2], показывающие, что наиболее сильно потеплели в этот период зимы, и особенно в Арктике. На рис. 8.2 приводится глобальная карта потепления зим, по Митчеллу [3], из которой видно, что потепление охватило в основном океаны, особенно Арктику, а на материках, наоборот, наблюдалось в основном небольшое похолодание; различие во влиянии океанов и материков здесь весьма показательное.

Отметим, что в период с 1910—1915 по 1950—1955 гг. ледовитость Баренцева моря уменьшилась примерно на 20% (начиная



же с 50-х годов она стала расти). Северная граница распространения айсбергов в Южном океане в период с 1888—1897 по 1954—1958 гг. сместилась к югу в среднем более чем на  $15^\circ$  широты (почти на 1700 км). По Буторину [4], уровень Мирового океана за последние 50 лет поднялся в среднем на 6 см.

Одним из элементов климата является состояние общей циркуляции атмосферы. Дзердзеевский [5], классифицировавший типы циркуляции атмосферы над северным полушарием за последнее

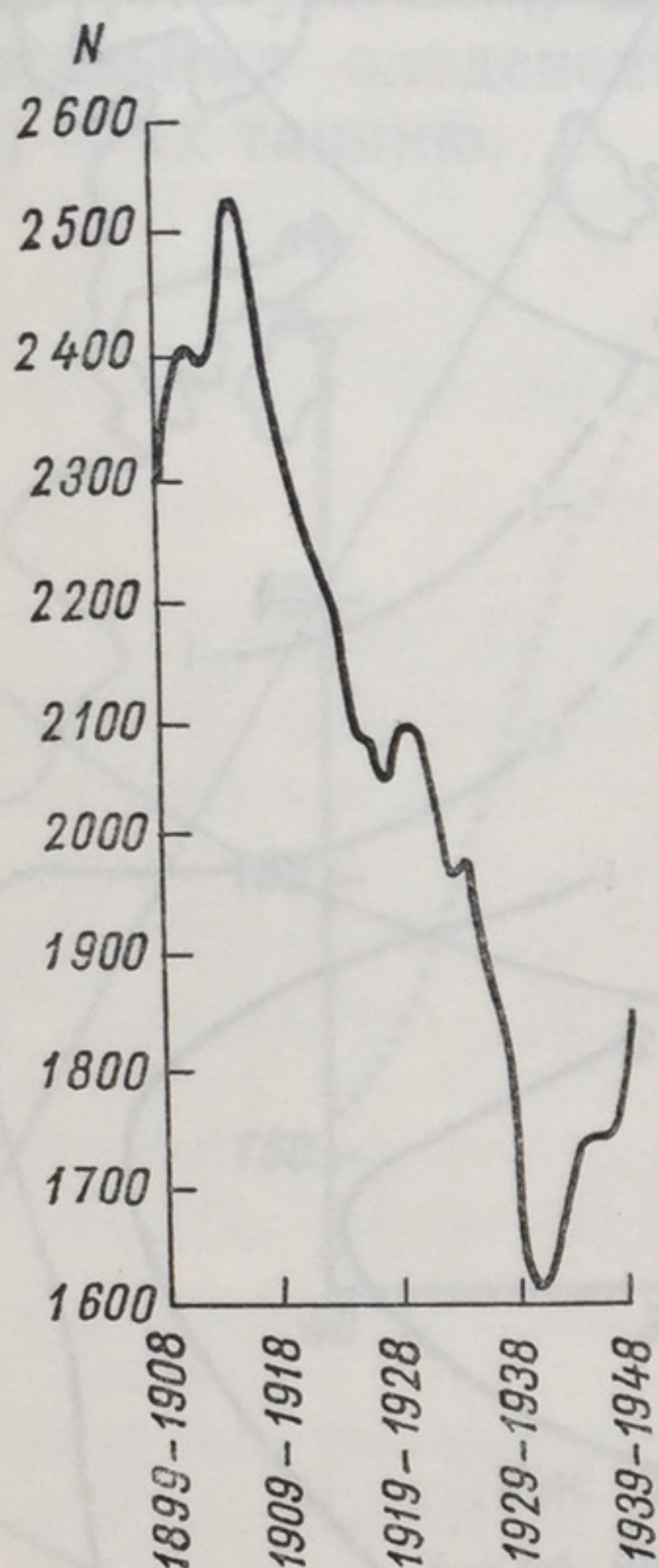


Рис. 8.3. Скользящие десятилетние суммы дней с меридиональным типом циркуляции по типизации Б. Л. Дзердзеевского (арктические вторжения по двум или более направлениям одновременно).

Цитируется по [6, стр. 265].

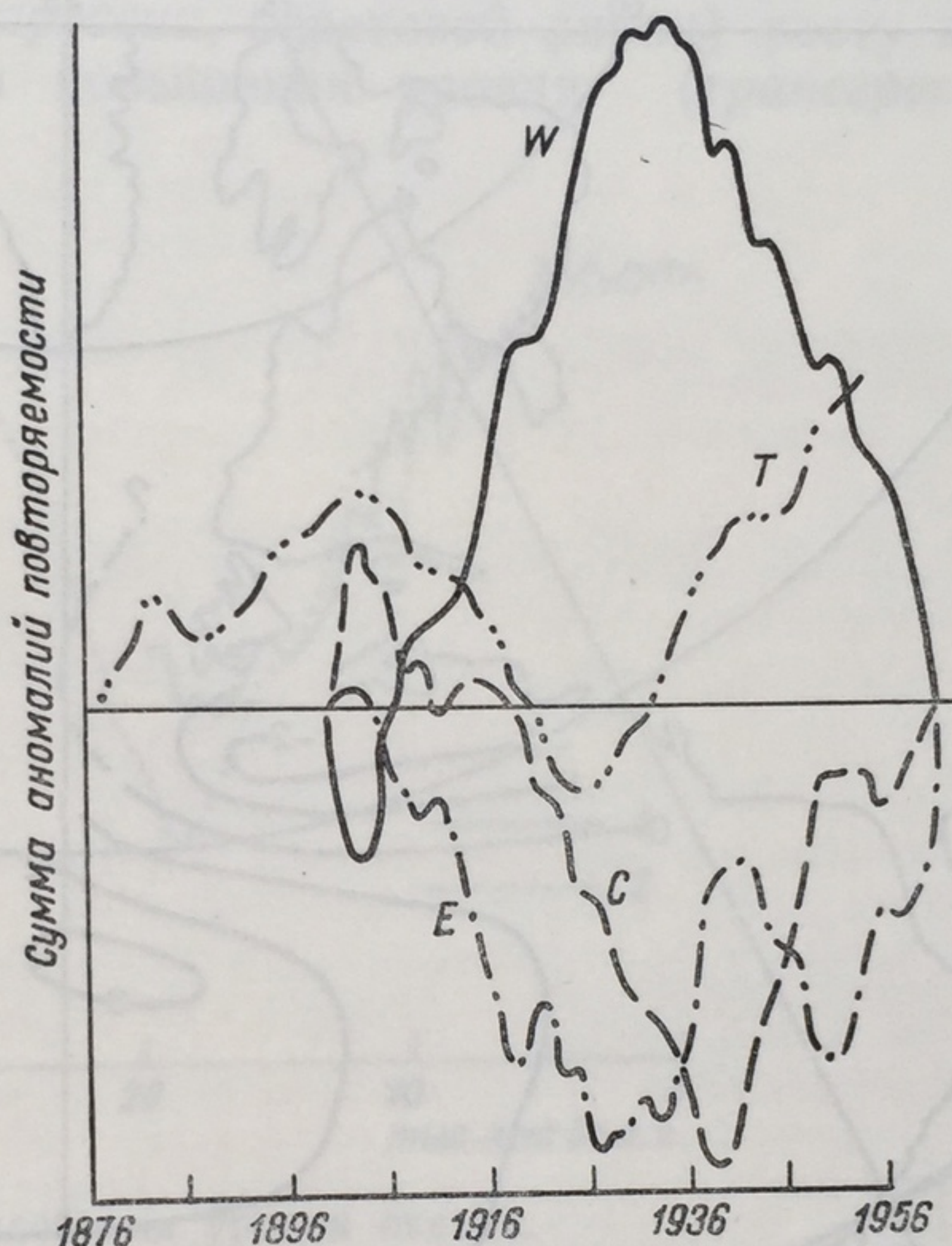


Рис. 8.4. Накапливающиеся суммы аномалий годовой повторяемости форм атмосферной циркуляции W, E и C и температуры воды T в Северной Атлантике (по Виноградову [8]).

столетие, показал, что в период потепления повторяемость зональных типов циркуляции увеличивалась, а меридиональных — уменьшалась (рис. 8.3). Используя несколько иную типизацию форм атмосферной циркуляции Гирса [7], Виноградов [8] установил, что в период потепления вод Северной Атлантики (1925—1955 гг.) повторяемость формы W (западный перенос) уменьшалась, а форм E (восточный перенос) и C (меридиональный перенос) — увеличивалась (рис. 8.4). Эти результаты приближают нас к пониманию механизма климатического потепления.

Ярким примером междувекowych колебаний климата является похолодание во время «малого ледникового периода» XVII—



XIX вв., проанализированное Бьеркнесом [9]. Аномалии температуры воды в Северной Атлантике в этот период показаны на рис. 8.5 (по Лэмбу и Джонсону [10]); они были положительными в Саргассовом море и отрицательными в районе Исландии. По Бьеркнесу, такое распределение аномалий температуры воды приводит к ослаблению зимней меридиональной атмосферной циркуляции в умеренных широтах, что в свою очередь приводит к росту

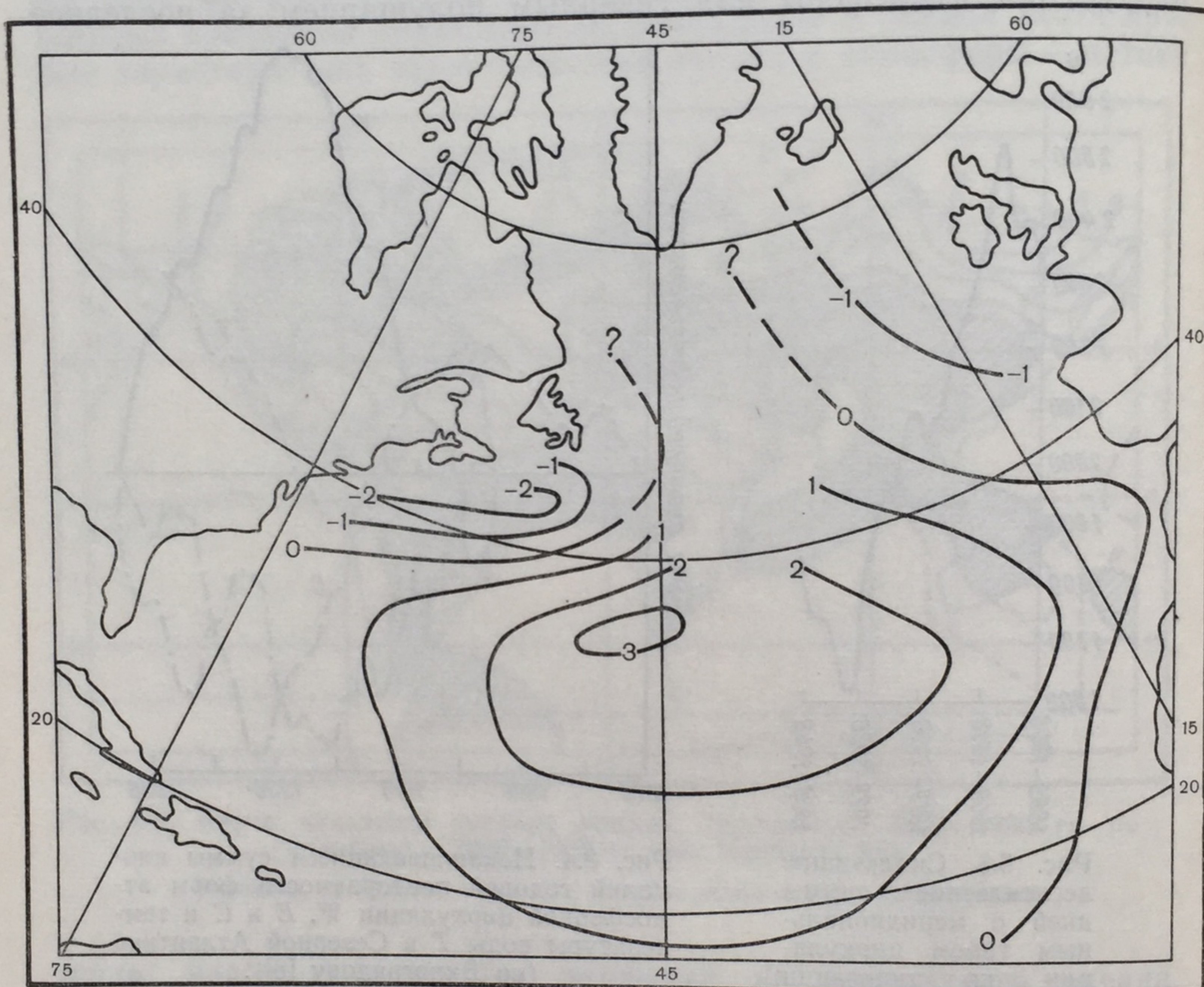


Рис. 8.5. Аномалии температуры поверхности воды в Северной Атлантике в период 1780—1820 гг. по отношению к норме, средней для 1887—1899 и 1921—1938 гг. (по Лэмбу и Джонсону [10] (пунктир — по Бьеркнесу [9])).

этих аномалий. Развивающееся при этом похолодание в северных районах Атлантики могло бы привести к новому ледниковому периоду, если бы, как считает Бьеркнес, аномалии температуры воды не сглаживались усиливающейся меридиональной циркуляцией атлантических вод. Конечно, эта схема является качественной и потому гипотетической, но она интересна как пример механизма взаимодействия океана и атмосферы, в принципе могущего вызывать длительные и резкие колебания климата.

Одним из параметров океана, наиболее удобных для выявления межувековых колебаний климата, является уровень океана, по-



ложения которого в прошлом могут быть установлены во многих местах на берегах и на дне прибрежной зоны океана по ряду геоморфологических и геологических признаков, таких, как древние террасы, захороненные устья рек и т. п. (в сочетании с определениями их абсолютного или хотя бы относительного возраста). Если бы форма дна и берегов океанов и морей не менялась со временем, то, считая, что суммарная масса воды в океанах и в ледниках на суше постоянна, можно было бы приписывать понижения уровня океана (отступления, или *регрессии*, береговой линии) росту континентальных оледенений, а повышения уровня (*трансгрессии* моря) — их таянию.

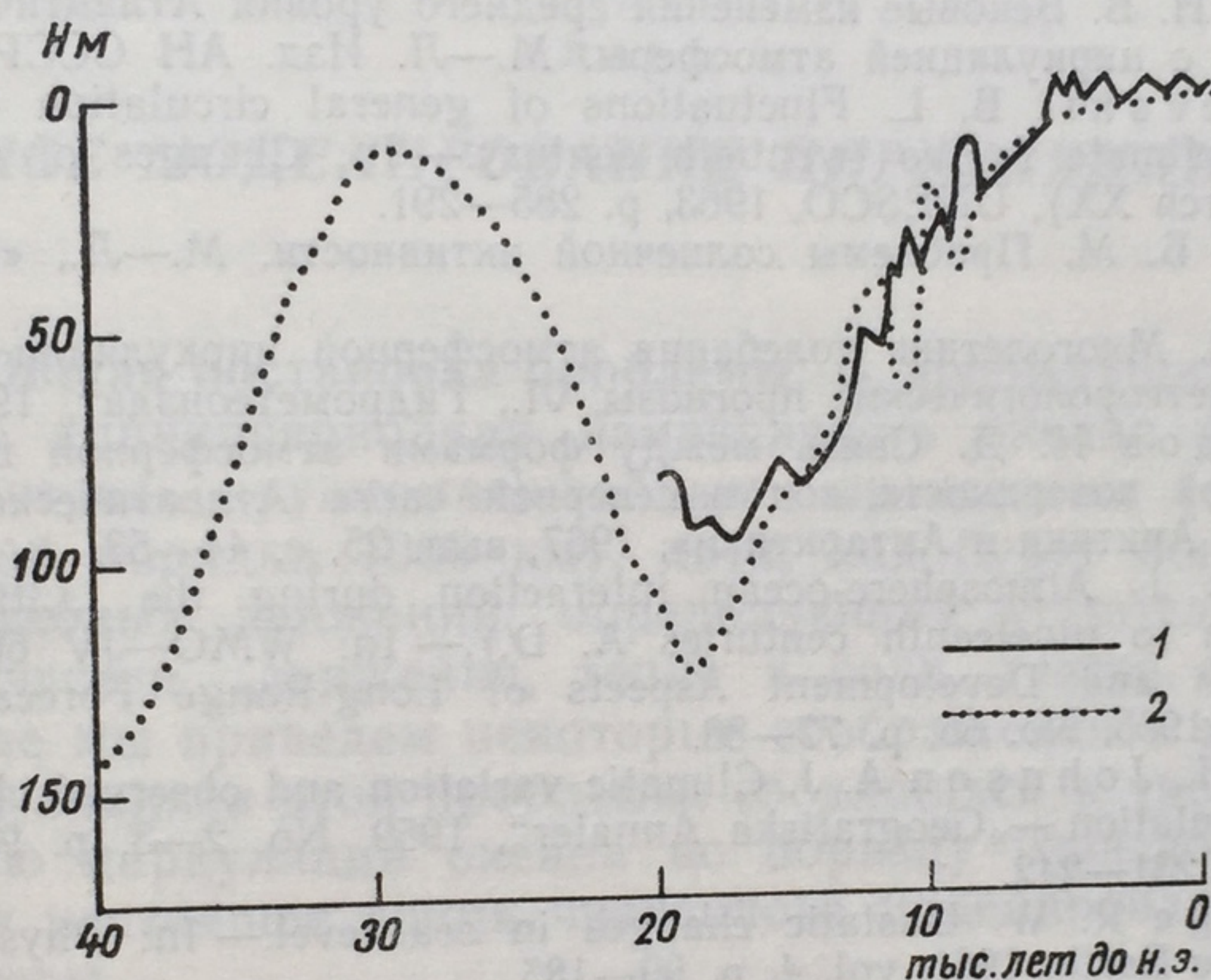


Рис. 8.6. Колебания уровня океана.  
1 — по Фэйбриджу [11], 2 — по Каррею [12].

Однако и дно океана, и берега могут испытывать вертикальные тектонические движения, разные в различных местах, причем некоторые из этих движений могут быть прямо связаны с процессами перехода воды из океанов в континентальные ледники и обратно: при поступлении в океан дополнительного количества воды дно может оседать под ее тяжестью, а блоки континентальной коры оседают под тяжестью нарастающих ледников и поднимаются при стаивании последних (такой подъем испытывает, например, Фенноскандия в течение всего послеледникового времени). Поэтому здесь необходимы тщательный анализ локальных неотектонических движений берегов и глобальные обобщения данных о колебаниях уровня океана на различных берегах.

Такие глобальные обобщения у разных авторов различаются в деталях, но все они сходятся к тому, что 15 тыс. лет тому назад уровень океана был приблизительно на 110 м ниже современного, затем он поднимался со скоростью около 2 см в год до времени «климатического оптимума» — 5—6 тыс. лет тому назад, после чего



средняя скорость поднятия уровня упала до 1—2 мм в год. На рис. 8.6 приводятся графики изменений уровня океана, по Фэйрбриджу [11] и Каррею [12], наглядно показывающие грандиозный характер климатической изменчивости Мирового океана.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С. Вращение Земли и климат. Л., Гидрометеиздат, 1972. 112 с.
2. Mitchell J. M. Recent secular changes of global temperature.—„Annals New York Acad. Sci.“, 1961, Art. 1, vol. 95, p. 235—250.
3. Mitchell J. M. On the world wide pattern of secular temperature change.— In: Changes of Climate (Arid Zone Research XX), UNESCO, 1963, p. 161—179.
4. Б у т о р и н Н. В. Вековые изменения среднего уровня Атлантического океана и их связь с циркуляцией атмосферы. М.—Л. Изд. АН СССР, 1960. 339 с.
5. Dzerdzeevskii B. L. Fluctuations of general circulation of the atmosphere and climate in the twentieth century.— In: Changes of Climate (Arid Zone Research XX), UNESCO, 1963, p. 285—291.
6. Рубашев Б. М. Проблемы солнечной активности. М.—Л., «Наука», 1964. 362 с.
7. Гирс А. А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. Л., Гидрометеиздат, 1971. 280 с.
8. Виноградов Н. Д. Связь между формами атмосферной циркуляции и температурой поверхности вод в северной части Атлантического океана.— «Проблемы Арктики и Антарктики», 1967, вып. 25, с. 44—53.
9. Bjerknes J. Atmosphere-ocean interaction during the „Little Ice Age“ (seventeenth to nineteenth centuries A. D.).— In: WMO—JV 66 Symposium on Research and Development Aspects of Long-Range Forecasting, WMO Tech. Note, 1965, No. 66, p. 77—88.
10. Lamb H. H., Johnson A. J. Climatic variation and observed changes in the general circulation.—„Geografiska Annaler“, 1959, No. 2—3, p. 94—134; 1961, No. 3—4, p. 231—242.
11. Fairbridge R. W. Unstatic changes in sea level.— In: Physics and chemistry of the Earth, 1961, vol. 4, p. 99—185.
12. Каррей Д. Позднечетвертичная история материковых шельфов США.— В кн.: Четвертичный период в США. Т. 1. Пер. с англ. М., «Мир», 1968, с. 451—473.

ЧИСЛ

видели,  
в перву  
ный ма  
мелком  
токи  
В этой  
ретичес  
делиро  
двинут  
ции ат  
Как  
цессов  
модин  
сохран  
энтроп  
хране  
новной  
турбу  
нены,  
ракте  
(в ста  
неннь  
1)  
того,  
ного  
рующ  
2)  
за и  
(эфф  
ности  
div u  
15



## 9

### ГЛАВА

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА

**Общая постановка проблемы.** В предыдущих главах мы видели, что длиннопериодная изменчивость океана формируется в первую очередь крупномасштабными процессами (горизонтальный масштаб порядка 1000 км), хотя, как будет показано, роль мелкомасштабных движений, определяющих «турбулентные» потоки количества движения, тепла и соли, также существенна. В этой главе мы приведем некоторые соображения о методах теоретического анализа этой проблемы, сводящихся к численному моделированию циркуляции океана по образцу гораздо более продвинутого в настоящее время численного моделирования циркуляции атмосферы.

Как и при изучении мелкомасштабных и мезомасштабных процессов в океане, будем исходить из основных законов гидротермодинамики океана: ньютоновских законов движения, уравнения сохранения массы, уравнения диффузии соли и уравнения переноса энтропии (вместо последнего можно было бы брать уравнение сохранения энергии или уравнение переноса внутренней энергии). Основной особенностью крупномасштабных движений является их турбулентный характер — исходные уравнения должны быть осреднены, и вместо отыскания *мгновенных* полей океанологических характеристик рассматривается задача определения *осредненных* (в статистическом смысле) полей этих характеристик. Для осредненных движений справедливы следующие приближения:

1) квазистатическое приближение. Оно оправдывается в силу того, что для крупномасштабных процессов отношение вертикального масштаба к горизонтальному много меньше единицы. Фильтрующий эффект этого приближения уже обсуждался в § 4.1;

2) приближение Буссинеска, заключающееся в том, что всюду, за исключением члена  $g\rho$  в уравнении движения по вертикали (эффект плавучести), плотность  $\rho$  заменяется на  $\rho_0$  (средняя плотность) и уравнение сохранения массы записывается в форме  $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$  (условие несжимаемости, фильтрующее акустические



волны, см. раздел 4.1). Это приближение хорошо оправдывается в силу того, что в океане  $\delta\rho/\rho \sim 10^{-3}$ ;

3) так называемое традиционное приближение (см. раздел 4.1) при записи силы Кориолиса. Оно оправдывается в силу того, что для крупномасштабных движений  $|\omega| \ll |u|$ . Возможно, однако, что учет компонент силы Кориолиса с множителем  $2\Omega \cos \varphi$  ( $\varphi$  — географическая широта) необходим в узкой экваториальной полосе;

4) уравнение переноса энтропии приближенно записывается в форме уравнения теплопроводности для движущейся среды. Как известно, при этом не учитываются адиабатические изменения температуры;

5) турбулентные потоки количества движения, тепла и соли, по предположению, значительно превышают соответствующие молекулярные эффекты (которыми полностью пренебрегают при записи уравнений);

6) предполагается, что уравнение состояния океанской воды можно понимать как соотношение между осредненными значениями давления  $p$ , плотности  $\rho$ , температуры  $T$  и солёности  $s$ . Вообще говоря, это уравнение и для мгновенных значений  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $s$  известно сейчас лишь приближенно; по-видимому, весьма перспективна форма уравнения, предложенная Эккартом [1].

С учетом приближений 1—6 основные уравнения задачи имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{uv}{a} \operatorname{tg} \varphi - 2\Omega v \sin \varphi = \\ = - \frac{1}{\rho_0 a \cos \varphi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda; \end{aligned} \quad (9.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2}{a} \operatorname{tg} \varphi + \\ + 2\Omega u \sin \varphi = - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + F_\varphi; \end{aligned} \quad (9.2)$$

$$0 = - \frac{\partial p}{\partial z} + g\rho; \quad (9.3)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (9.4)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial s}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial s}{\partial \varphi} + w \frac{\partial s}{\partial z} = \sigma; \quad (9.5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + w \frac{\partial T}{\partial z} = Q; \quad (9.6)$$

$$\rho = \rho(T, s, p). \quad (9.7)$$



Здесь использованы обозначения:

$$-F_\lambda = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{u}' \bar{v}' \cos^2 \varphi) + \frac{\partial (\bar{u}' \bar{w}')}{\partial z}; \quad (9.8)$$

$$\begin{aligned} -F_\varphi = & \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{u}' \bar{v}') + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v}'^2 \cos \varphi) + \\ & + \frac{\partial (\bar{v}' \bar{w}')}{\partial z} + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a} \bar{u}'^2; \end{aligned} \quad (9.9)$$

$$\sigma = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{u}' \bar{s}') + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v}' \bar{s}' \cos \varphi) + \frac{\partial (\bar{w}' \bar{s}')}{\partial z}; \quad (9.10)$$

$$Q = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\bar{u}' \bar{T}') + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v}' \bar{T}' \cos \varphi) + \frac{\partial (\bar{w}' \bar{T}')}{\partial z}, \quad (9.11)$$

где  $\lambda$  — долгота ( $0 < \lambda < 2\pi$ );  $\varphi$  — широта ( $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ );  $a$  — радиус Земли; под  $u, v, w, p, \rho, s$  (соленость),  $T$  подразумеваются осредненные значения (для простоты письма это никак не отмечается); черта сверху означает осреднение, штрих — пульсации (соответственно скорости, солености, температуры).

Граничные условия на дне ( $z=H$ ) и на берегах (предполагаемых отвесными) очевидны: прилипание (равенство нулю полной скорости на дне и горизонтальной скорости на берегах) и обращение в нуль турбулентных потоков тепла и соли. На свободной поверхности океана должны выполняться кинематическое условие и три динамических условия (непрерывность давления и касательных к поверхности компонент силы напряжения), а также условия теплового баланса (с учетом притока коротковолновой солнечной радиации и длинноволновой рассеянной радиации, потерь тепла из-за излучения поверхности океана и испарения, контактного теплообмена с атмосферой) и водного баланса (с учетом осадков, испарения, образования и таяния льда).

Принципиальной трудностью при анализе крупномасштабных процессов в океане является проблема замыкания системы уравнений (9.1) — (9.7). В настоящее время такое замыкание можно осуществить лишь путем соответствующей параметризации мелкомасштабных процессов, ответственных за возникновение «турбулентных» членов  $F_\lambda, F_\varphi, \sigma, Q$  в системе уравнений (9.1) — (9.7). Обычно полагают:

$$F_\lambda = A_L \left( \frac{1}{a^2} \Delta_s u + \frac{\cos 2\varphi}{a^2 \cos^2 \varphi} u - \frac{2 \sin \varphi}{a^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) + \frac{\partial}{\partial z} A_H \frac{\partial u}{\partial z}; \quad (9.8a)$$

$$F_\varphi = A_L \left( \frac{1}{a^2} \Delta_s v + \frac{\cos 2\varphi}{a^2 \cos^2 \varphi} v + \frac{2 \sin \varphi}{a^2 \cos^2 \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) + \frac{\partial}{\partial z} A_H \frac{\partial v}{\partial z}; \quad (9.9a)$$

$$\sigma = A_{sL} \frac{1}{a^2} \Delta_s s + \frac{\partial}{\partial z} A_{sH} \frac{\partial s}{\partial z}; \quad (9.10a)$$

$$Q = A_{TL} \frac{1}{a^2} \Delta_s T + \frac{\partial}{\partial z} A_{TH} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (9.11a)$$



Параметры  $A_L$ ,  $A_H$ , ... называются соответственно горизонтальными и вертикальными коэффициентами турбулентного перемешивания. Эти коэффициенты либо задаются аргументом (основываясь на решении модельных задач и некоторых косвенных соображениях), либо определяются из дополнительных соотношений (типа уравнения для кинетической энергии турбулентного движения).

Вид формул (9.8a) — (9.11a), по существу, основан на аналогии с процессами молекулярного трения, теплопроводности и диффузии и некоторых соображениях симметрии (предположение об осесимметричности тензоров обмена см. в работе Каменковича [2]). Поэтому, вообще говоря, эти формулы могут и не описывать ряда важных процессов. Так, формулы (9.8a), (9.9a) имеют смысл лишь тогда, когда заранее известно, что энергия среднего движения превращается в энергию турбулентного движения; в этом случае  $A_L$ ,  $A_H > 0$  (см. обсуждение этого вопроса в монографии Мони́на и Ягло́ма [3, § 6]). Однако уже сейчас имеются определенные свидетельства в пользу того, что могут наблюдаться и обратные превращения турбулентной энергии в энергию среднего движения (см. [4, 5]).

Особые сомнения вызывают формулы (9.10a), (9.11a). Хорошо известно, что во все сезоны у поверхности океана формируется перемешанный, приблизительно однородный по вертикали слой (его толщина  $\sim 100$  м). В весенне-летний период (прогрев океана) перемешивание осуществляется в основном за счет энергии ветра; в этот период толщина однородного слоя  $h$  уменьшается (эффективное число Ричардсона положительно). В осенне-зимний период (охлаждение океана) перемешивание оказывается более интенсивным, так как к действию ветра добавляется эффект мелкомасштабной конвекции; в этот период толщина однородного слоя  $h$  увеличивается. Для параметрического описания указанных процессов необходимо использовать уравнение для турбулентной энергии, как это делалась, например, в работах Крауса и Тэрнера [6] и Китайгородского с соавторами (см. [7, гл. 12]). Этот вопрос уже обсуждался нами в главе 6 о сезонной изменчивости.

Ниже однородного слоя располагается довольно тонкий слой (5—10 м) с резким изменением температуры и солености по вертикали (особенно в весенне-летний период). Представляется, что эффект этого слоя (называемого сезонным термоклинном или слоем скачка температуры) может быть существенным при изучении крупномасштабных процессов. Однако физика формирования этого слоя еще недостаточно понята.

Маловероятно, чтобы указанные процессы можно было бы описать формулами типа (9.10a), (9.11a), даже вводя изменение  $A_{TH}$  по вертикали (и, может быть, сезонные изменения). Поэтому в некоторых работах (см., например, [8]) были предприняты попытки параметризации вертикального перемешивания, не основанной на введении  $A_{TH}$ .

По-видимому, верхний однородный слой в океане должен исследоваться при помощи видоизмененных основных уравнений, дополненных некоторыми соотношениями, приближенно описывающими мелкомасштабные процессы переме-



шивания. Так, осреднение по вертикали уравнения (9.6) в пределах однородного слоя исключает из рассмотрения величину  $A_{TH}$ , но вводит новые параметры: толщину верхнего однородного слоя  $h$ , вертикальный турбулентный поток тепла  $q_h$  и вертикальную адвекцию тепла (обе величины — на нижней границе однородного слоя). Вертикальную адвекцию тепла можно считать равной  $wT_s$  ( $w$  — вертикальная скорость в слое скачка,  $T_s$  — температура на поверхности океана, практически постоянная в пределах однородного слоя), если в данной точке вода опускается, или  $wT_0$  ( $T_0$  — температура на нижней границе слоя скачка), если в данной точке вода поднимается. Для определения  $h$ ,  $q_h$ ,  $T_0$  нужны дополнительные соотношения; это, например, интегральное уравнение баланса турбулентной энергии и некоторые априорные соотношения, приближенно описывающие рассматриваемые мелкомасштабные процессы (типа формулы Крауса — Тэрнера [6]  $q_h/c_p\rho = \Lambda(T_s - T_0)(\partial h/\partial t)$ , где  $\Lambda=0$ , если  $\partial h/\partial t \leq 0$ , и  $\Lambda=1$ , если  $\partial h/\partial t > 0$ ;  $c_p$  — удельная теплоемкость при  $p=\text{const}$ ).

В основном бароклинном слое океана, вероятно, в формулах (9.10a) и (9.11a) коэффициенты  $A_{sH}$ ,  $A_{TH}$ ,  $A_{sL}$ ,  $A_{TL}$  можно считать постоянными, а в формулах (9.8a) и (9.9a) не учитывать вертикального турбулентного обмена. В качестве верхнего граничного условия для уравнения теплопроводности (9.6) естественно полагать  $T|_{z=0} = T_0$ , где  $T_0$  определяется при совместном анализе верхнего однородного слоя, слоя скачка (описываемого параметрически) и бароклинного слоя.

При описанном подходе трудной проблемой оказывается постановка граничных условий по горизонтали для уравнения теплопроводности, или, другими словами, учет пограничных течений (см. [9]).

Отметим, наконец, что при численном моделировании взаимодействия океана и атмосферы важнейшим океанологическим параметром является температура на поверхности океана  $T_s$  — именно этот параметр определяет воздействие океана на атмосферу.

Такова общая формулировка проблемы. Рождение теории океанских течений по праву связывают с классическими работами Экмана [10, 11], но особенно интенсивно эти проблемы начали разрабатываться начиная с 50-х годов. Представляется, что главными достижениями теории океанских течений следует признать, во-первых, выяснение Штокманом важной роли пространственной неравномерности поля касательного напряжения ветра в формировании океанских течений и в особенности межпассатных противотечений в океанах (см. [12, 13]). Во-вторых, это выяснение роли так называемого  $\beta$ -эффекта в формировании интенсивных пограничных течений у западных берегов океана, данное в пионерских работах Свердруп [14], Стоммела [15], Манка [16]. Эти работы породили обширную литературу, посвященную анализу структуры прибрежных пограничных течений в океане при различных соотношениях между вязкими и инерционными факторами (см., например, работу [17] и библиографию к ней), проблеме отрыва пограничных течений от берега (см., например, [18—20]), а также далеко продвинутой теории меандрирования узких интенсивных течений в открытом океане, уже обсуждавшуюся нами в разделе 5.2. В третьих, это заложенные в работах Линейкина [21], Робинсона и Стоммела [22], Робинсона и Веландера [23] и других основы теории главного океанского термоклина, по существу, являющегося термическим пограничным слоем в океане (см. недавний обзор Веландера [24]). И наконец, в-четвертых, это разработки теории глубинных экваториальных противотечений в океанах, объясняющие особенности поля течений в предположении заданной априори вертикальной



термохалинной структуры океана в экваториальной зоне (см. [25—27]).

Анализ упрощенных теоретических моделей позволяет выявить главные факторы, формирующие поля скорости, температуры, солености, плотности и давления в океане. Это, бесспорно, создает основу для качественного понимания особенностей океанской циркуляции и построения такой модели крупномасштабных процессов в реальном Мировом океане, которая включала бы *все главные факторы*, обуславливающие структуру этих процессов. Ясно, что без современных численных методов и мощных ЭВМ анализ такой сложной нелинейной проблемы невозможен, так что модель, о которой идет речь, по необходимости должна быть численной. Однако нельзя упускать из виду, что построение численной модели (разностная аппроксимация основных уравнений и т. д.) основывается на *предварительном* качественном понимании особенностей происходящих процессов.

В настоящее время в океанологии численное моделирование применялось пока лишь для расчетов стационарной (средней годовой) циркуляции океана и ее сезонной изменчивости по заданным стационарным или имеющим сезонный ход динамическим и термодинамическим атмосферным воздействиям. Однако тот же общий подход будет применим и для расчетов длиннопериодной изменчивости океана по заданным, а затем и определяемым по единой модели взаимодействующих атмосферы и океана нестационарным атмосферным воздействиям. Именно такой подход должен явиться основой прогнозирования долгосрочных изменений погоды.

Нижеследующий краткий обзор работ по численному моделированию, не претендующий на полноту, имеет своей целью продемонстрировать возможности современных численных моделей. В силу сказанного мы будем обсуждать лишь модели, максимально приближенные к реальным условиям, иными словами, учитывающие сложную конфигурацию береговой черты в Мировом океане (например, многосвязность акватории Мирового океана), реальные поля касательного напряжения ветра, притока тепла и т. д., реальный рельеф дна и бароклинность Мирового океана или хотя бы каждый из перечисленных факторов по отдельности.

Обсуждаемые ниже работы удобно предварительно свести в таблицу (см. табл. 9.1).

**Стационарные решения.** Начнем с баротропных (двумерных) моделей океанских течений, позволивших выявить важные факторы, формирующие интенсивные пограничные течения у западных берегов океанов. Отметим здесь работы Саркисяна [28] и Веландера [29], в которых получены решения для реальных береговых очертаний и поля ветра над океаном. В дальнейшем двумерная циркуляция в Мировом океане с реальными береговыми очертаниями (с учетом его многосвязности из-за наличия таких материков, как Антарктида) была рассчитана в работе Ильина и др. [30]; близкая задача решалась также в работах Такано [31] и Сэга [32]. В работе Лайхтмана и др. [33] рассчитывалась двумерная



Таблица 9.1. Краткая сводка численных моделей баротропной и бароклиной циркуляции в океане

Автор	Год	Решение	Акватория	Модель	Модель
Саркисян [28]	1954	Стационарное	Северная Атлантика, глубина постоянна	Баротропная	
Веландер [29]	1959	Стационарное	Мировой океан, ограниченный параллелями 50° с. ш. и 40° ю. ш., глубина постоянна	Баротропная	
Ильин и др. [30]	1969	Стационарное	Мировой океан, глубина постоянна	Баротропная	
Такано [31]	1969	Стационарное	Мировой океан, глубина постоянна	Баротропная	
Сэг [32]	1969	Стационарное	Мировой океан, глубина постоянна	Баротропная	
Лайхтман и др. [33]	1971	Стационарное	Мировой океан, реальный рельеф дна	Баротропная	
Каган и др. [34]	1972	Нестационарное, сезонная изменчивость	Мировой океан, реальный рельеф дна	Баротропная	
Саркисян [35]	1966	Стационарное	Северная Атлантика, реальный рельеф дна	Бароклиная	Диагностическая*
Брайен и Кокс [36—38]	1967, 1968	Стационарное	Прямой параллелепипед, моделирующий Атлантический океан	Бароклиная	Прогностическая
Брайен и Маннабе (см. [39])	1969	Стационарное	Модель океан—атмосфера; океан в форме прямого параллелепипеда	Бароклиная	Прогностическая



Автор	Год	Решение	Акватория	Модель	Модель
Васильев, Фельзенбаум [40—42]	1971	Стационарное	Прямой параллелепипед, моделирующий Атлантический океан	Бароклинная	Прогностическая
Кокс [43]	1970	Нестационарное, сезонная изменчивость	Индийский океан, реальный рельеф дна	Бароклинная	Прогностическая
Гилл и Брайен [44]	1971	Стационарное	Антарктическое кольцо, глубина океана постоянна; варьировалась глубина пролива Дрейка	Бароклинная	Прогностическая
Холланд [45]	1971	Стационарное	Океан в форме прямого параллелепипеда	Бароклинная	Прогностическая
Саркисян и др. [46]; Кочергин и др. [47]	1972	Стационарное	Северная Атлантика, реальный рельеф дна	Бароклинная	Прогностическая
Везеральд и Манабе [48]	1972	Нестационарное, сезонная изменчивость	Модель океан—атмосфера; океан в форме прямого параллелепипеда	Бароклинная	Прогностическая
Холланд [49]	1973	Стационарное	В плане океан имеет форму прямоугольника; рельеф дна характерен для западного пограничного течения	Бароклинная	Прогностическая

\* Если при расчете скоростей и уровня плотность считается известной во всем океане, то модель называется диагностической; в том случае, когда плотность океанской воды является искомым полем наряду с уровнем и скоростями течений, модель называется прогностической.



циркуляция в Мировом океане с учетом реального рельефа дна. Учет бароклинности океанской воды резко усложняет всю проблему из-за необходимости решения трехмерной задачи (см. работу Линейкина [50], предложившего замыкать основную систему уравнений так называемым уравнением диффузии плотности). Ряд интересных численных экспериментов был осуществлен Саркисяном [35]. По мнению Саркисяна, важным фактором, формирующим течения в океане, является совместное влияние рельефа дна и бароклинности океанской воды — учет этого фактора существенно меняет рассчитываемый уровень океана или распределение полных потоков. Основная часть работ, исследующих влияние этого фактора, была проведена Саркисяном и его последователями в рамках диагностических расчетов уровня или функции полных потоков по заданному из наблюдений полю плотности в океане. В последних работах Саркисяна и др. [46], Кочергина и др. [47] влияние совместного эффекта рельефа дна и бароклинности океанской воды исследуется уже в рамках прогностических моделей; их расчеты показывают, что учет этого фактора существен во всей толще океана. Мы еще вернемся к этому вопросу при обсуждении энергетики океана.

Важный цикл работ по исследованию течений в бароклинном океане выполнен Фельзенбаумом с сотрудниками (см. [40—42, 51—53]). Конкретные расчеты были произведены для Атлантического океана путем введения специальных моделей распределения температуры и солености в океане. Тем самым при решении задачи определяются лишь зависящие от горизонтальных координат параметры этих моделей; этот прием аналогичен по своей идее известному методу интегральных соотношений в классической теории пограничного слоя.

Наиболее продвинутыми в настоящее время являются численные эксперименты с трехмерной моделью океанских течений, осуществленные Брайеном с сотрудниками (см. работы [36—41, 45, 48, 49]).

Модель Брайена исходит из уравнений (9.1) — (9.7), в которых  $F_\lambda$ ,  $F_\varphi$ ,  $\sigma$ ,  $Q$  вычисляются по формулам типа (9.8a) — (9.11a). Расчеты проводятся с постоянными коэффициентами  $A_L$ ,  $A_H$ ,  $A_{sL}$ ,  $A_{sH}$ ,  $A_{TL}$ ,  $A_{TH}$ . Однако на каждом шаге по времени проверяется условие статической устойчивости в форме  $d\rho/dz > 0$ . Если это условие нигде не нарушается, то конвекции нет, и вычисления продолжаются; в тех же слоях, где есть конвекция ( $d\rho/dz < 0$ ), плотность (или температура и соленость) полагается постоянной по  $z$ , причем эта постоянная считается равной температуре поверхности (в тех экспериментах, где задается эта температура) или вычисляется из соотношений типа постоянства теплосодержания всего столба жидкости (в тех экспериментах, когда на поверхности океана задается поток тепла).\*

Граничные условия видны из следующих формул:  
на поверхности океана при  $z=0$

$$w = 0, \quad \rho_0 A_H \left( \frac{du}{dz}, \frac{dv}{dz} \right) = -(\tau_\lambda, \tau_\varphi), \quad (9.12)$$

$$T = T_0(\lambda, \varphi, t), \quad s = s_0(\lambda, \varphi, t), \quad (9.13)$$

\* Отметим интересное обсуждение этого вопроса в работе Иванова [54].



или

$$-A_{TH} \frac{\partial T}{\partial z} = \Pi; \quad -A_{sH} \frac{\partial s}{\partial z} = -s(R - E); \quad (9.14)$$

на дне океана

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial s}{\partial z} = 0, \quad w = 0, \\ \rho_0 A_H \left( \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = (\tau_\lambda^b, \tau_\varphi^b); \quad (9.15)$$

на береговых границах, предполагаемых отвесными,

$$u, v = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\partial s}{\partial n} = 0, \quad (9.16)$$

где  $(\tau_\lambda, \tau_\varphi)$  — вектор касательного напряжения ветра;  $(\tau_\lambda^b, \tau_\varphi^b)$  — вектор придонного трения;  $\Pi$  — поток тепла, зависящий от температуры поверхности океана и атмосферных параметров;  $R$  — осадки;  $E$  — испарение;  $n$  — нормаль к береговой черте.

Условия (9.12) — (9.16) выписаны для постоянной глубины океана; в случае переменной глубины они очевидным образом видоизменяются. Величины  $(\tau_\lambda^b, \tau_\varphi^b)$  вычисляются по некоторым приближенным формулам, заимствованным из теории придонного пограничного слоя, или просто полагаются равными нулю (скольжение). Такая формулировка граничных условий на дне удобнее для численного решения, чем условия прилипания; ошибка, по-видимому, мала.

Заметим, что для нестационарной задачи условие  $w=0$  при  $z=0$  [см. (9.12)] является приближенным: оно отфильтровывает, как мы видели в разделе 4.1, поверхностные гравитационные волны, превращает баротропные волны Россби в бездивергентные волны Россби (величина искажения мала, см. конец этой главы) и практически не меняет внутренних и гироскопических волн.

В основном модель Брайена применялась пока для расчета стационарного состояния океана (при неизменных средних годовых атмосферных воздействиях). Это — важный этап исследования возможностей модели, поскольку основная масса фактических данных относится именно к распределению средних годовых океанских характеристик. Кратко остановимся на наиболее существенных результатах.

На рис. 9.1 показаны изолинии функции полных потоков, рассчитанные по трехмерной модели. Этот рисунок указывает, по-видимому, на возможности модели в описании отрыва пограничного течения от западного берега океана. Следует отметить усиление расхода течения (примерно в 1,5 раза) по сравнению с двумерной моделью.

Представляет интерес расчет вертикальных скоростей (рис. 9.2). Отметим резкое усиление вертикальных движений в области пограничного течения. Наконец, на рис. 9.3 представлена вертикальная структура пограничного течения у западного берега океана (теория и наблюдения). Заслуживает упоминания тот факт, что качественно теория согласуется с наблюдениями (имеется в виду эффект концентрации больших скоростей в верхнем слое).

Очень интересным является численное решение задачи атмосфера—океан, осуществленное Манабе и Брайеном [39]. При



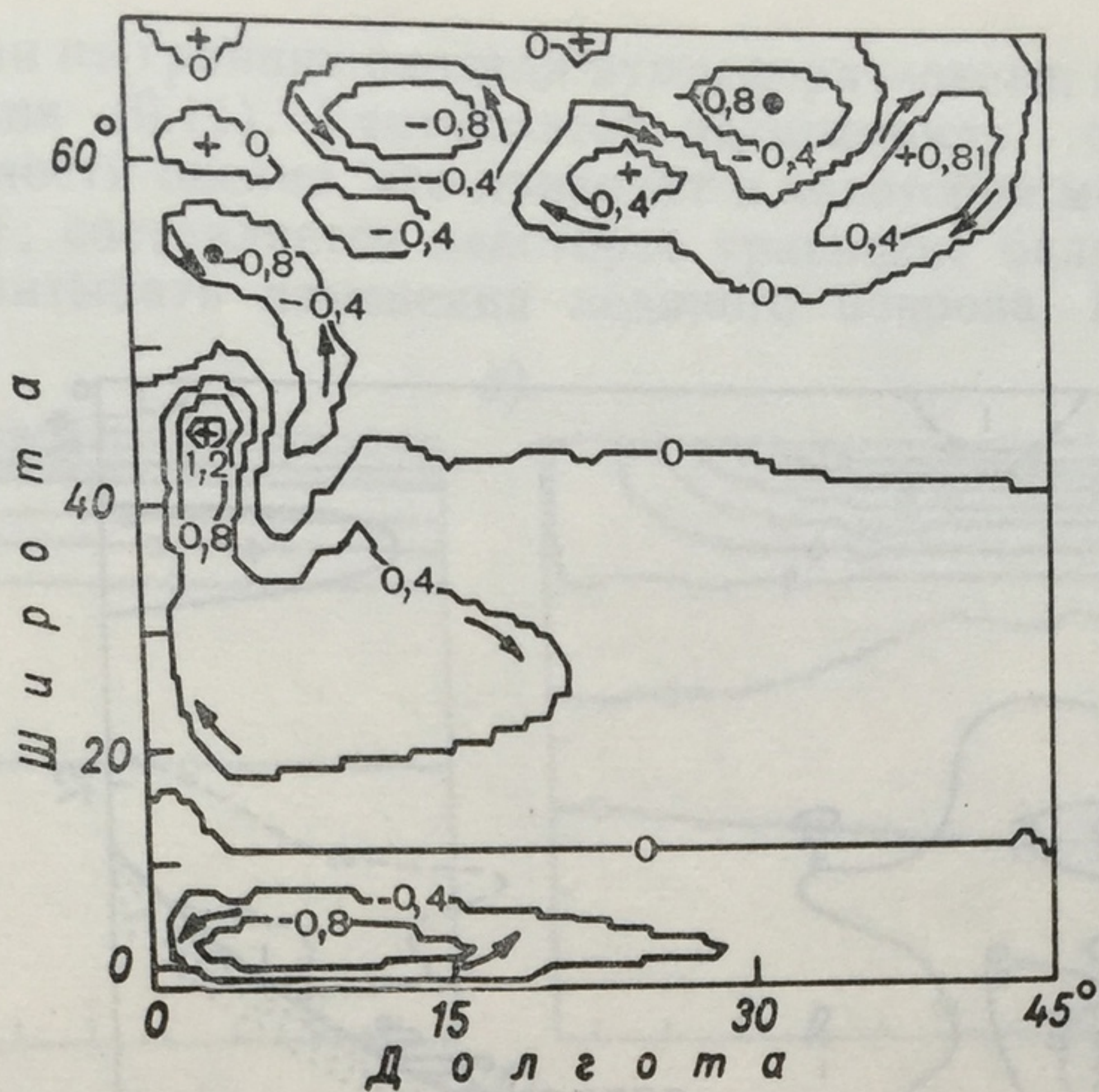


Рис. 9.1. Изолинии безразмерной функции полных потоков (по Брайену и Коксу [37]).

На поверхности океана задана температура и ветер; глубина океана постоянна. Параметры модели выбраны так, что инерционные члены существенны в пределах западного пограничного слоя.

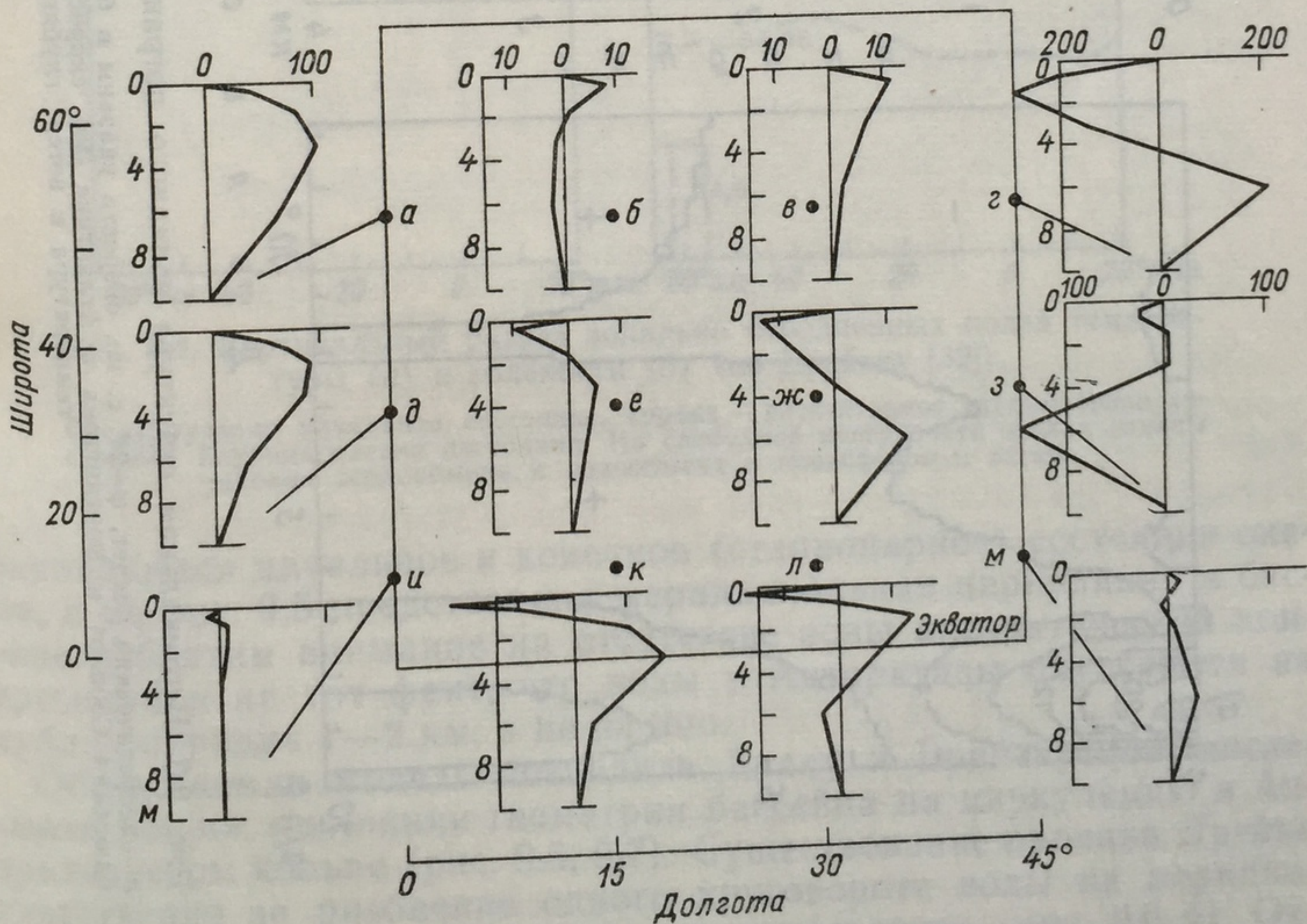


Рис. 9.2. Вертикальные профили безразмерной вертикальной скорости  $w$  для различных районов океана (по Брайену и Коксу [37]).

Масштаб для  $w$  равен  $v^*d/a$  ( $v^* = g\alpha\delta\vartheta d/2\Omega a$ , где  $d = 2\Omega A_H a^2/g\alpha\delta\vartheta$ ,  $\delta\vartheta$  — меридиональный перепад температуры на поверхности океана,  $\alpha$  — коэффициент термического расширения). На поверхности океана задана температура и ветер; глубина океана постоянна.



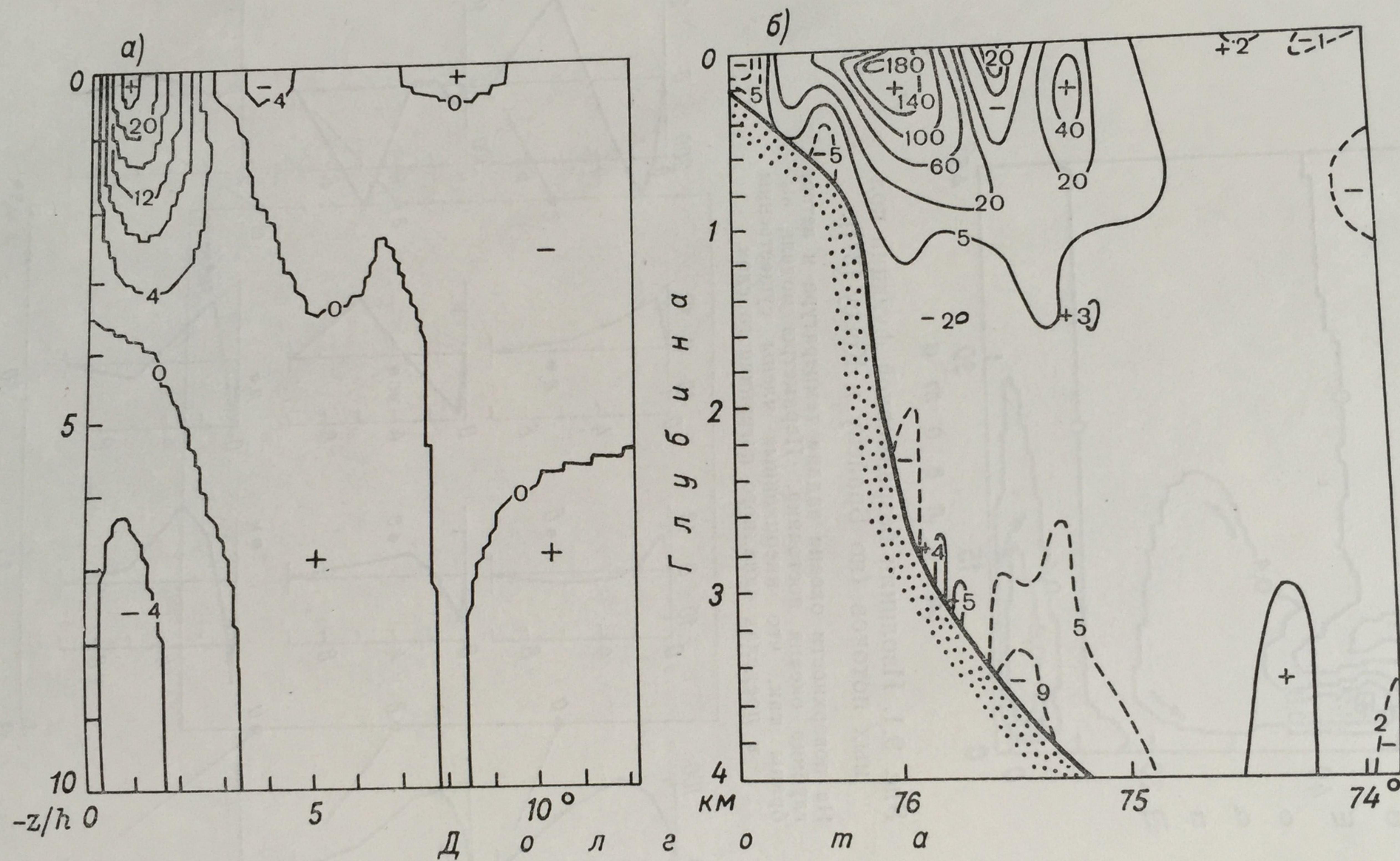


Рис. 9.3. Вертикальная структура западного пограничного течения (по Брайену и Коксу [37]).  
 а — теоретический расчет,  $\phi = 28^\circ$  с. ш., скорости указаны в безразмерном виде (масштаб  $v^*$  см. рис. 9.2); б — наблюдения Своллоу и Вортингтона в Атлантике [55], скорости указаны в см/с. На поверхности океана заданы температура и ветер; глубина океана постоянна.



решении задачи на границе раздела атмосфера—океан, естественно, берутся условия (9.14). Учитывается возможность образования льда у поверхности океана, что приводит к некоторой модификации условий (9.14); составляется некоторое уравнение баланса, позволяющее рассчитывать изменения ледяного покрова. На рис. 9.4

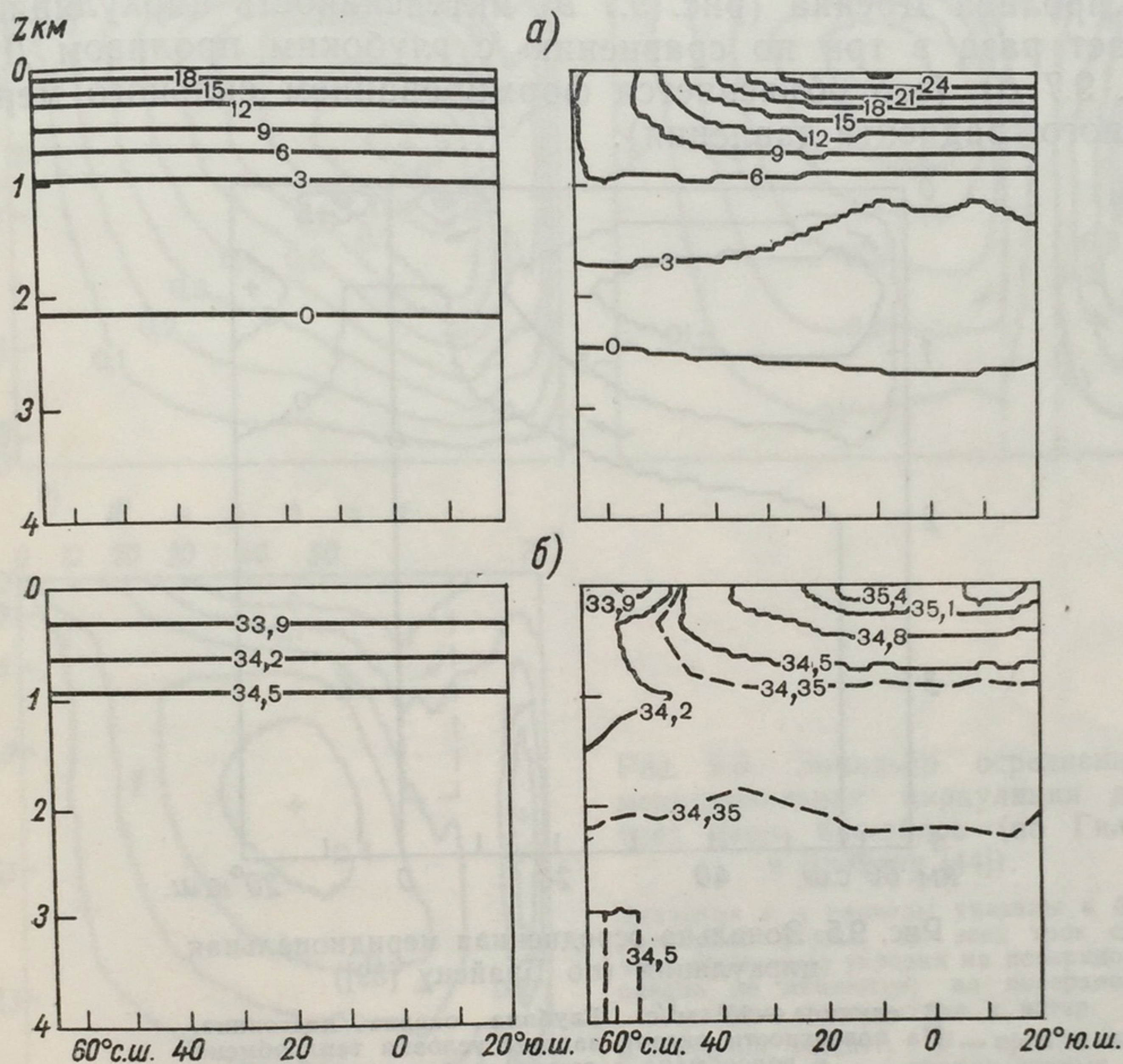


Рис. 9.4. Вертикальный разрез зонально осредненных полей температуры (а) и солености (б) (по Брайену [39]).

Слева указано начальное состояние, справа — рассчитанное стационарное состояние. Глубина океана постоянна. На свободной поверхности океана заданы условия теплообмена и водообмена с атмосферой и ветер.

сравниваются начальное и конечное (стационарное) состояния океана, а на рис. 9.5 представлена меридиональная циркуляция в бассейне. Обратим внимание на отсутствие зоны антарктической конвергенции и на тот факт, что воды у Антарктиды опускаются на глубину порядка 1—2 км, а не на дно.

Обсуждаемая модель позволила Гиллу и Брайену [44] исследовать вопрос о влиянии геометрии бассейна на циркуляцию в Антарктическом кольце (рис. 9.6, 9.7). Существование пролива Дрейка ответственно за разбиение одного круговорота воды на меридиональном разрезе (рис. 9.6 а) на два круговорота (рис. 9.6 б). Отметим полученное авторами опускание вод к северу от пролива Дрейка (рис. 9.6 б), что может служить моделью антарктической конвергенции (см. обсуждение рис. 9.5). Структуры линий тока



на рис. 9.6 в и б подобны. Заметим, однако, что в действительности опускание вод в районе антарктической конвергенции захватывает слой порядка 1 км; в то же время в модели воды опускаются до самого дна.

Рисунок 9.7 демонстрирует интересный эффект: в случае мелкого пролива Дрейка (рис. 9.7 в) интенсивность циркуляции возрастает раза в три по сравнению с глубоким проливом Дрейка (рис. 9.7 б) (это объясняется формированием сильного меридионального градиента давления).

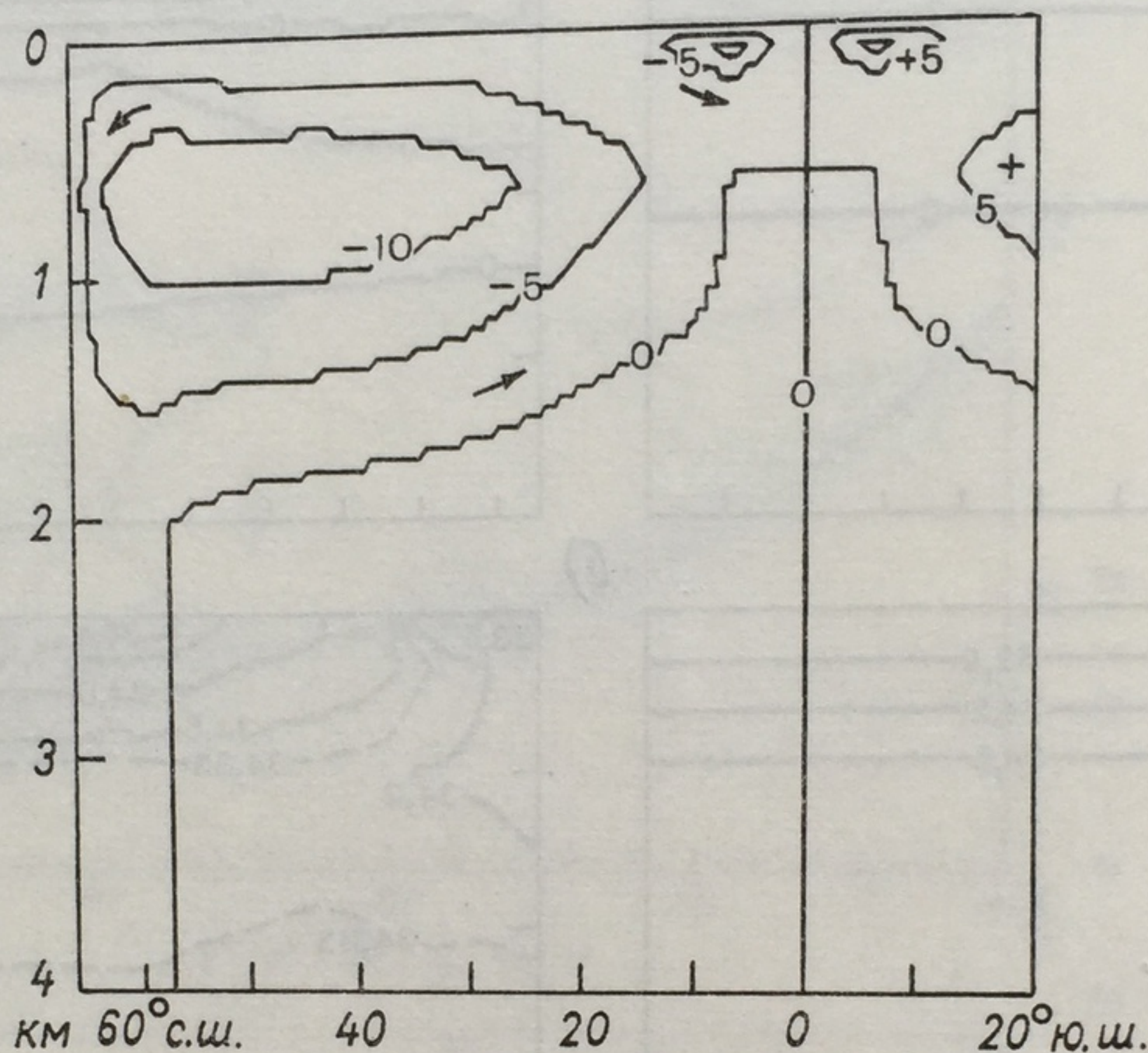


Рис. 9.5. Зонально осредненная меридиональная циркуляция (по Брайену [39]).

В единице —  $10^6 \text{ м}^3/\text{с}$ . Глубина океана постоянна. На поверхности океана заданы условия теплообмена и водообмена с атмосферой и ветер.

**Нестационарные решения.** Таких решений получено еще очень мало, хотя в принципе построение нестационарных решений не требует каких-либо модификаций описанных в предыдущем разделе моделей (однако естественно, что объем вычислений и т. п. резко возрастает по сравнению со стационарными решениями).

Начнем с упоминания работы Кагана и др. [34] (являющейся естественным продолжением работы [33]), в которой изучается сезонная изменчивость двумерной циркуляции в Мировом океане с реальными береговыми очертаниями и рельефом дна в зависимости от годового изменения атмосферного давления на уровне моря. На рис. 9.8 и 9.9, заимствованных из этой работы, в качестве примера приводятся линии тока интегральной циркуляции для декабря и июля. Наиболее отчетливо сезонная изменчивость проявляется, как и следовало ожидать, в Индийском океане (этот вопрос обсуждался уже в главе 6).

Большой интерес представляет исследование Кокса [43] сезонных колебаний циркуляции в Индийском океане. На поверхности



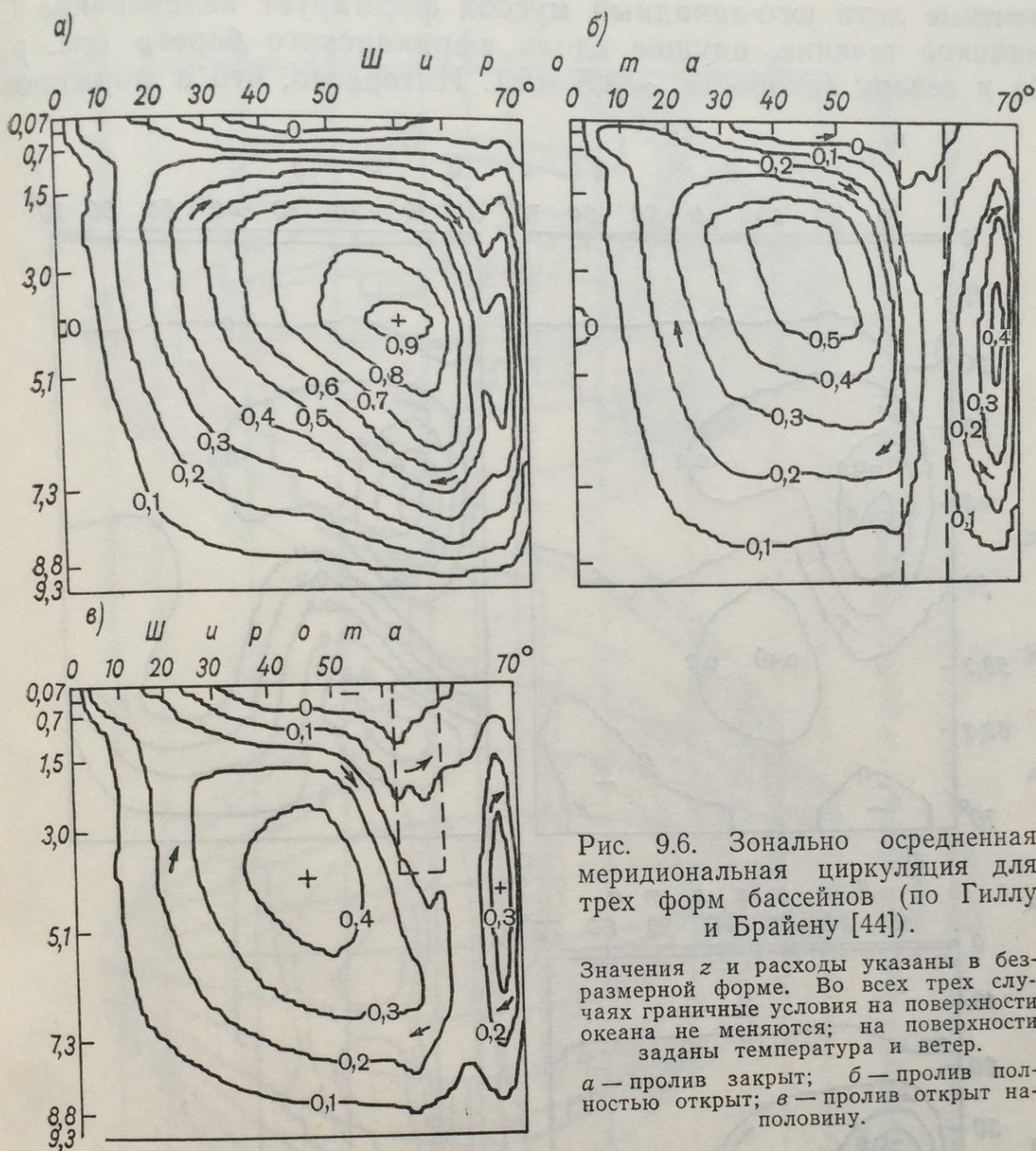


Рис. 9.6. Зонально осредненная меридиональная циркуляция для трех форм бассейнов (по Гиллу и Брайену [44]).

Значения  $z$  и расходы указаны в безразмерной форме. Во всех трех случаях граничные условия на поверхности океана не меняются; на поверхности заданы температура и ветер.

$a$  — пролив закрыт;  $b$  — пролив полностью открыт;  $v$  — пролив открыт на половину.

Индийского океана задавались температура  $T$ , соленость  $s$  и касательное напряжение ветра ( $\tau_\lambda$ ,  $\tau_\varphi$ ). Сильнее всего в течение года меняется ветер, меньше — температура  $T$ ; соленость  $s$  бралась не зависящей от времени. Эти величины были записаны в виде:

$$T = T_s + T_r \cos \alpha;$$

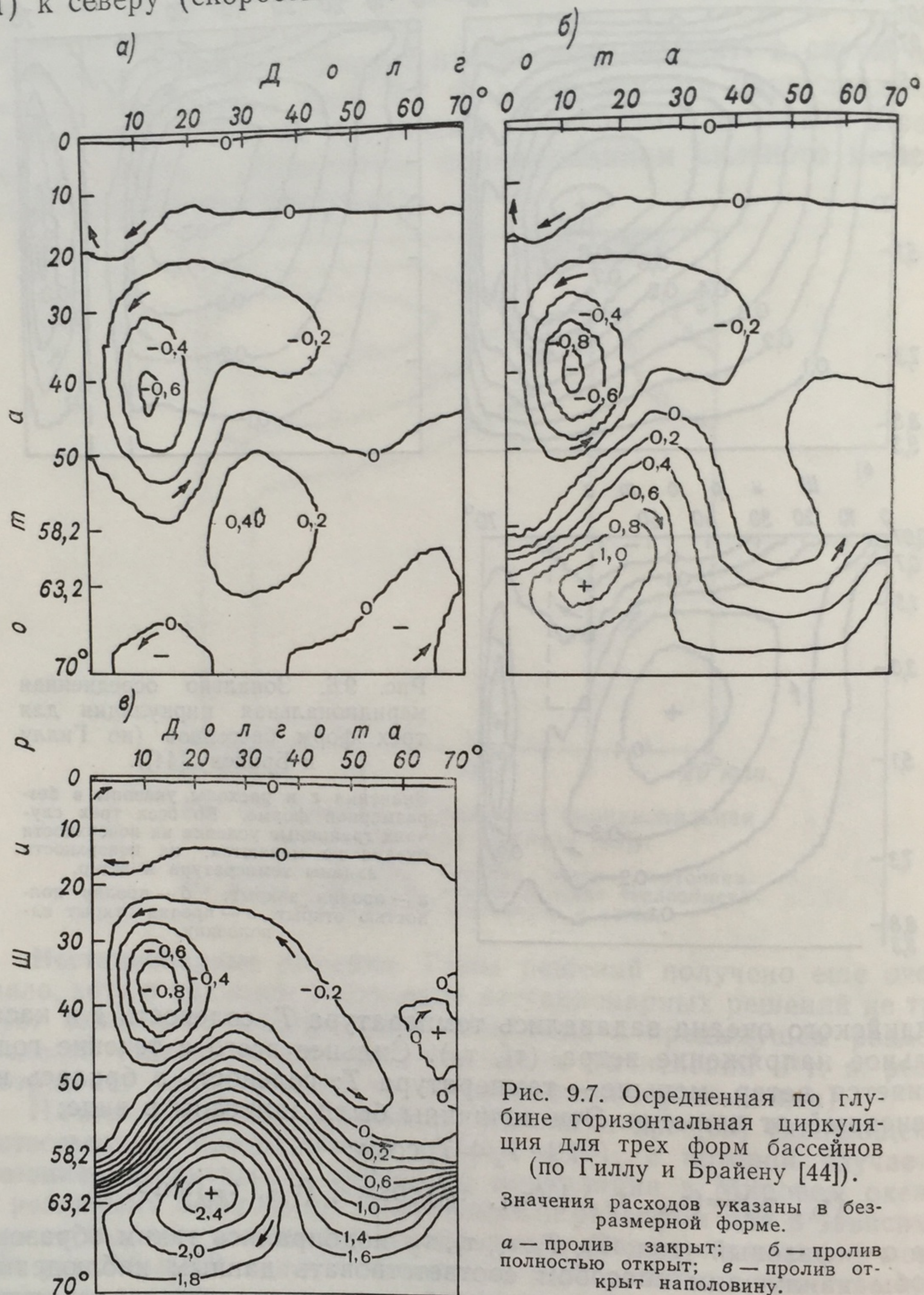
$$(\tau_\lambda, \tau_\varphi) = (\tau_{\lambda s}, \tau_{\varphi s}) + (\tau_{\lambda 1}, \tau_{\varphi 1}) \cos \alpha + (\tau_{\lambda 2}, \tau_{\varphi 2}) \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — фазовый угол;  $T_s$ ,  $T_r$ ,  $\tau_s$ ,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  подбирались таким образом, чтобы наилучшим способом соответствовать данным наблюдений (рис. 9.10). На жидкой границе области задавались температура и соленость (на всех уровнях), а функция полных потоков полагалась равной нулю.

Модель Кокса вполне удовлетворительно описывает сезонные колебания Индийского океана (рис. 9.11, 9.12). Остановимся подробнее на наиболее яркой особенности — Сомалийском течении.



В течение лета юго-западный муссон формирует интенсивное Сомалийское течение, идущее вдоль африканского берега (см. рис. 9.11) к северу (скорости  $\sim 3,5$  м/с). Интересно, что в формиро-



нии этого течения существенную роль играет подъем вод вдоль африканского берега, вызванный юго-западным муссоном, и обусловленное этим подъемом прибрежное «похолодание». Этот эффект усиливает перпендикулярный берегу градиент давления, что



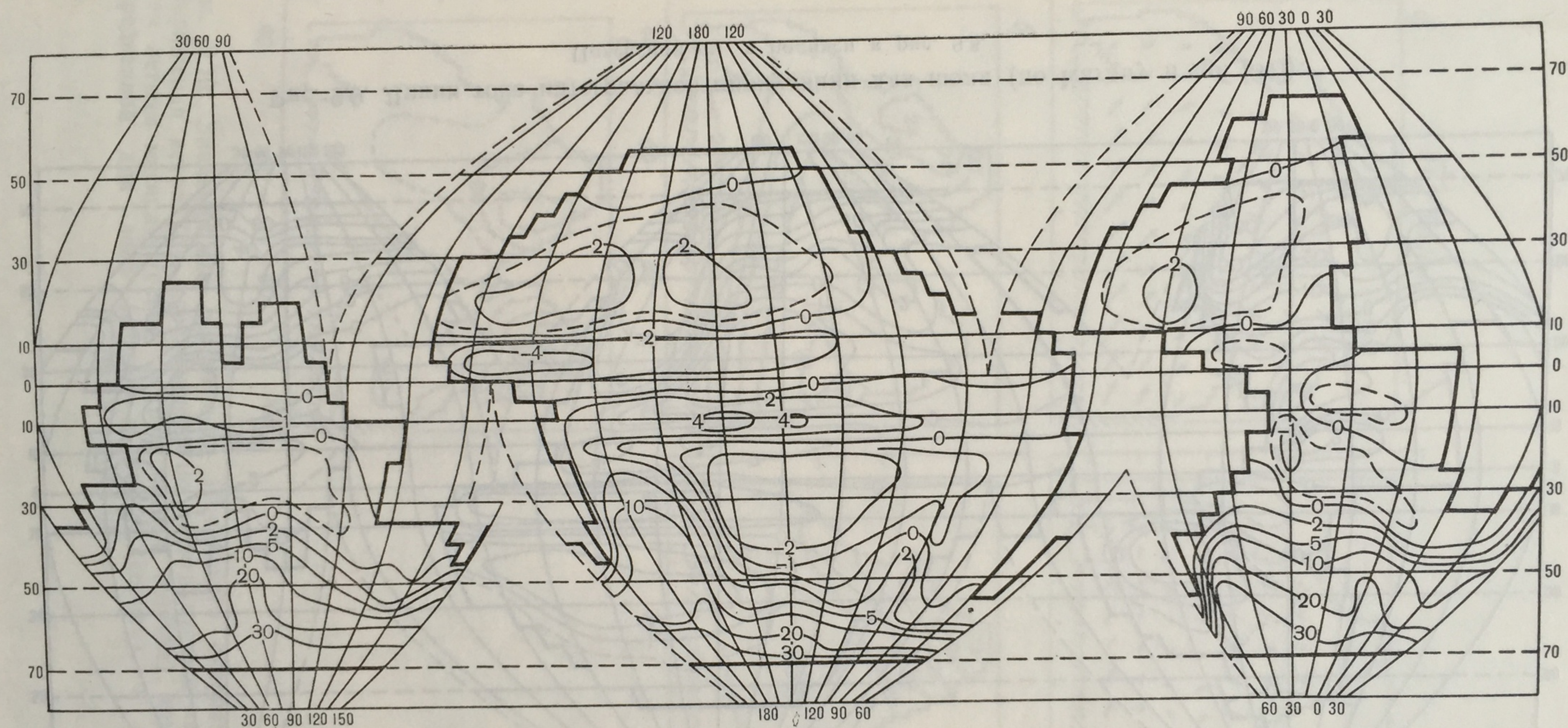


Рис. 9.8. Линии тока интегральной циркуляции в Мировом океане с реальным рельефом дна для декабря (по Кагану и др. [34]).

Для определения расхода воды (в  $\text{см}^3/\text{с}$ ) между соседними изолиниями разность указанных на них значений следует умножить на  $6,37 \cdot 10^{12}$ .



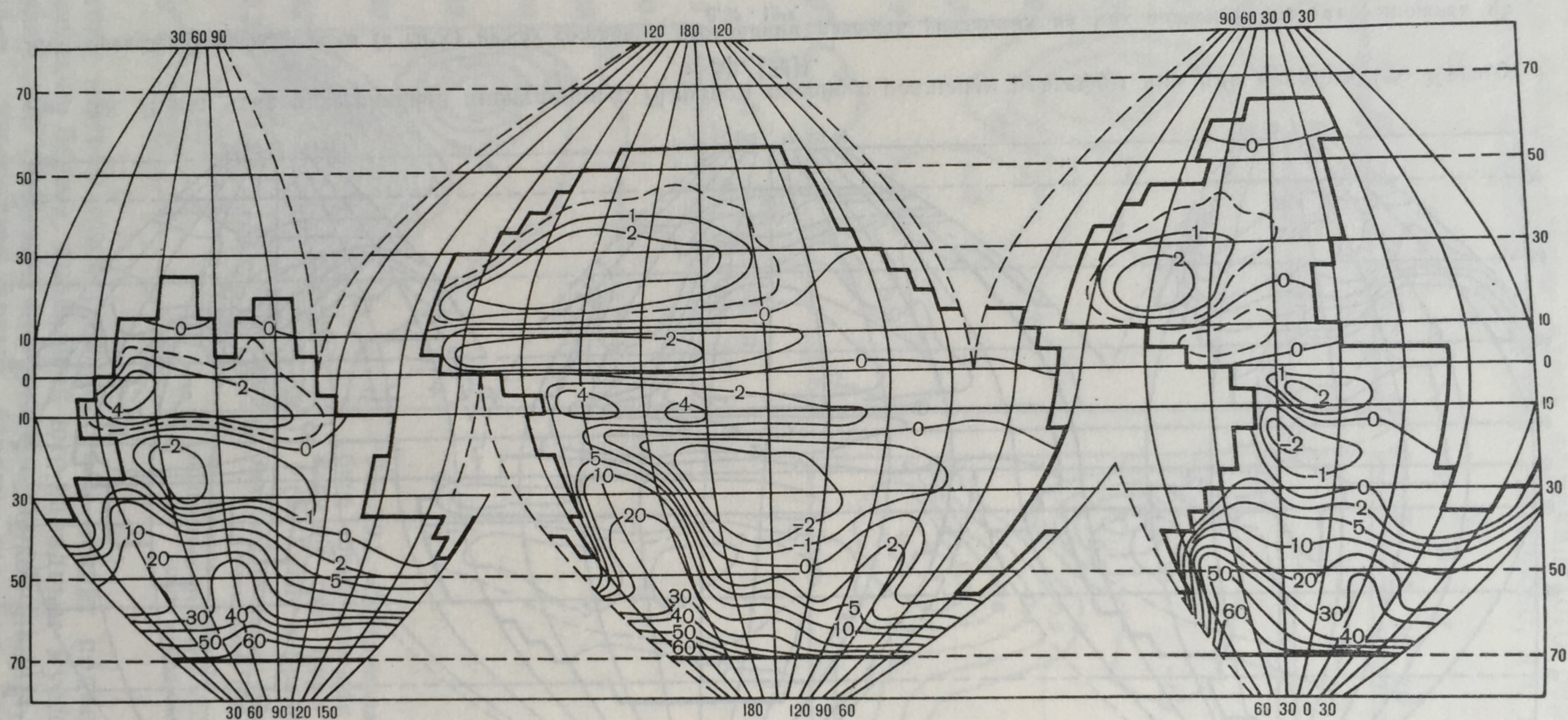
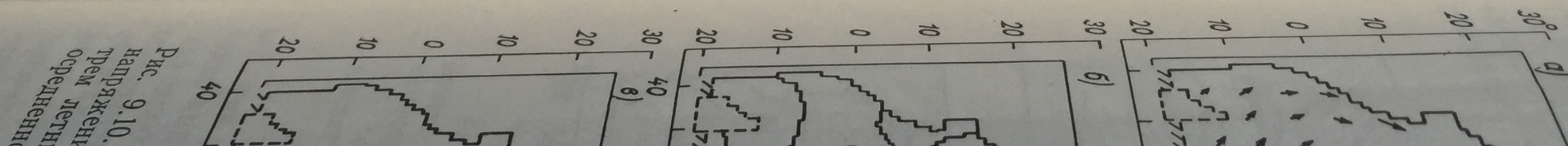


Рис. 9.9. Линии тока интегральной циркуляции для июля (по Кагану и др. [34]).

Пояснения см. в подписи к рис. 9.8.





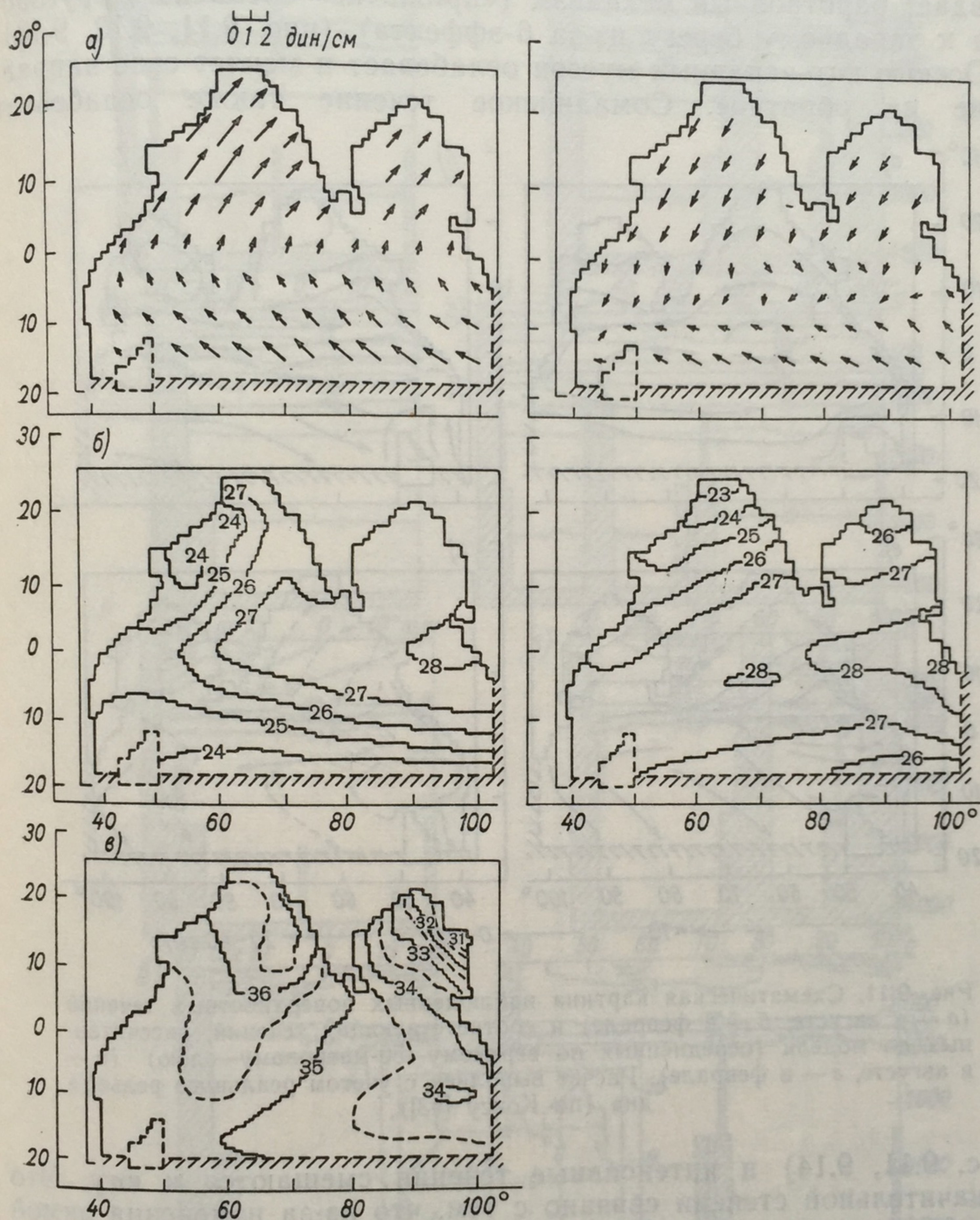


Рис. 9.10. Значения на поверхности Индийского океана: касательного напряжения ветра (а), осредненного по пятиградусным квадратам и по трем летним месяцам (слева) и трем зимним (справа), температуры (б), осредненной для лета (слева) и зимы (справа), и солености (в) (по Коксу [43]).



и приводит в силу условия геострофичности к интенсивному вдольбереговому течению. Оценки Кокса показывают, что этот бароклинный эффект является определяющим к северу от  $3^\circ$  с. ш. (основная зона формирования Сомалийского течения); к югу от  $3^\circ$  с. ш. преобладает баротропный механизм («прижатие» океанского круговорота к западному берегу из-за  $\beta$ -эффекта) (рис. 9.11, 9.13, 9.14).

Осенью юго-западный муссон ослабевает и меняет свое направление на обратное. Сомалийское течение также ослабевает

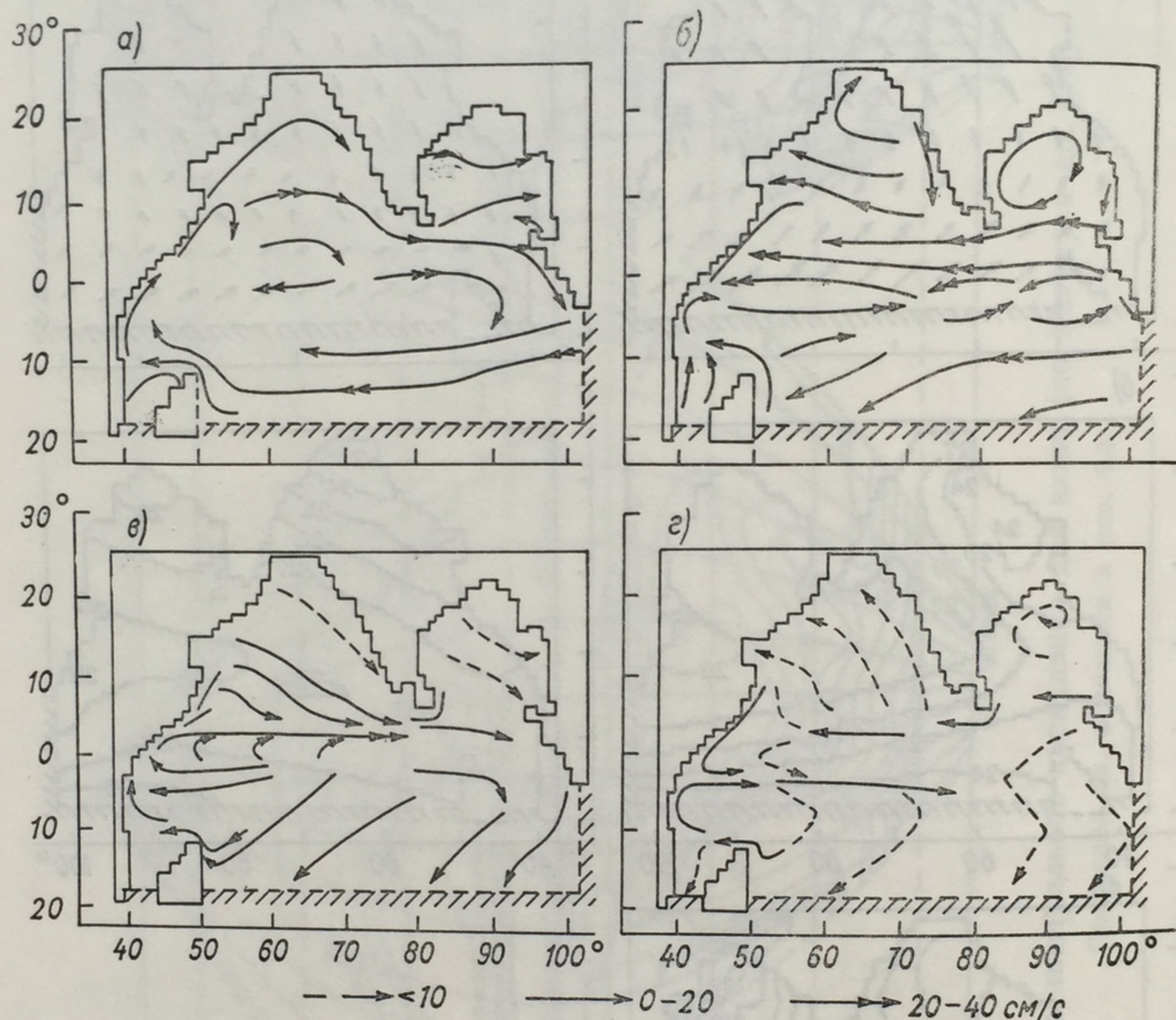


Рис. 9.11. Схематическая картина наблюдаемых поверхностных течений (а — в августе, б — в феврале) и соответствующих течений, рассчитанных по модели (осредненных по верхнему 50-метровому слою) (в — в августе, г — в феврале). Расчет выполнен с учетом реального рельефа дна (по Коксу [43]).

(рис. 9.11, 9.14) и интенсивные течения смещаются к югу. Это в значительной степени связано с тем, что из-за изменения зимой направления муссона прибрежный подъем вод сменяется более слабым прибрежным опусканием вод, что приводит к уменьшению перпендикулярного берегу градиента давления. Обусловленные ветром сезонные колебания Сомалийского течения отчетливо видны на рис. 9.15. Фазовый сдвиг между колебаниями скорости течения и ветром очень мал (порядка 2 недель). Сезонные колебания температурного поля, в значительной степени обуславливающие сезонные колебания Сомалийского течения, уподобляются Коксом



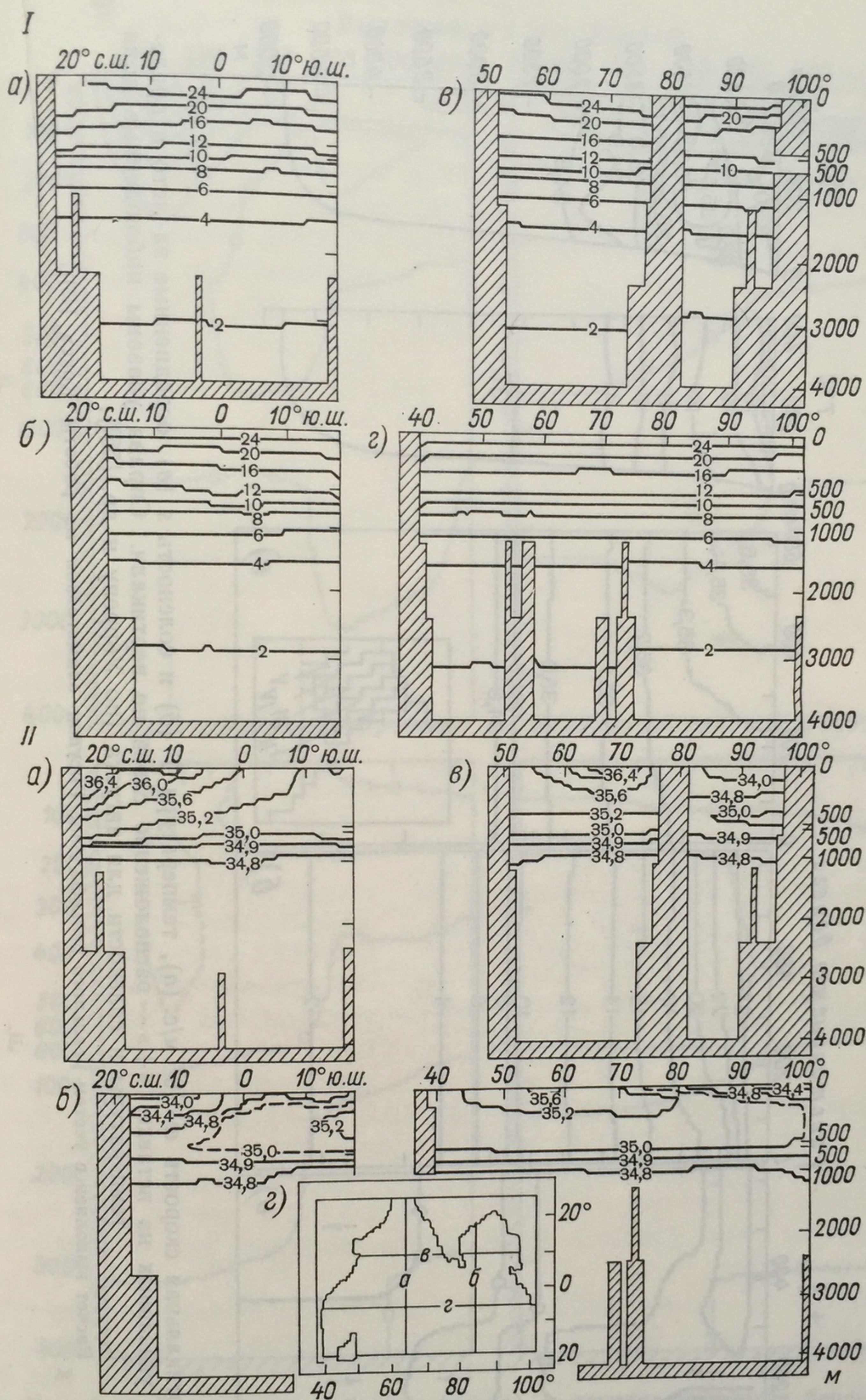


Рис. 9.12. Рассчитанные поля температуры (I) и солёности (II) для зимы (по Коксу [43]).

Положение разрезов указано внизу. Расчет выполнен с учетом реального рельефа дна.



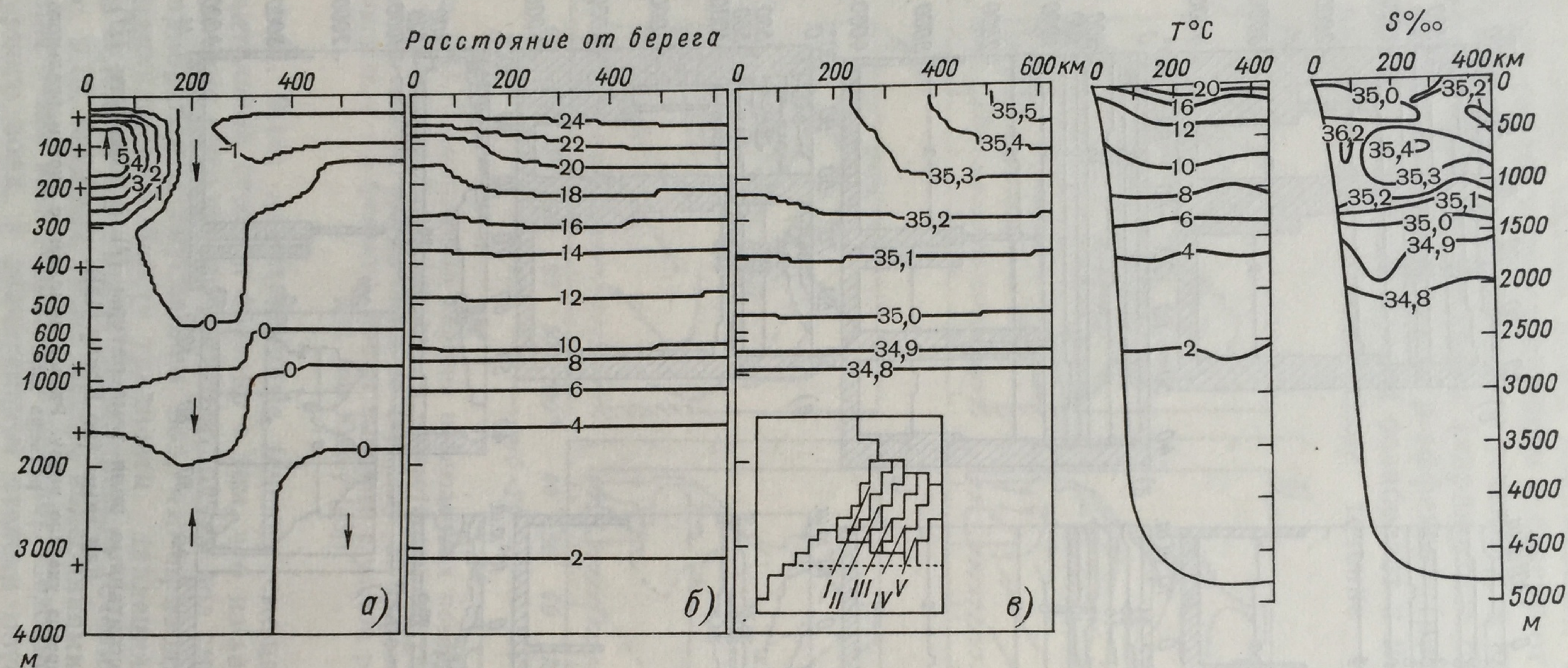


Рис. 9.13. Вертикальная скорость  $w \cdot 10^5$  м/с (а), температура  $T$  (б) и соленость  $s$  (в), осредненные за лето в пределах областей, указанных на вставке; «+» — расположение слоев по вертикали. Справа указаны наблюдаемые поля температуры и солености для августа (по Уоррену и др. [56]).

Расчет выполнен с учетом реального рельефа дна. Рисунок заимствован из работы Кокса [43]).



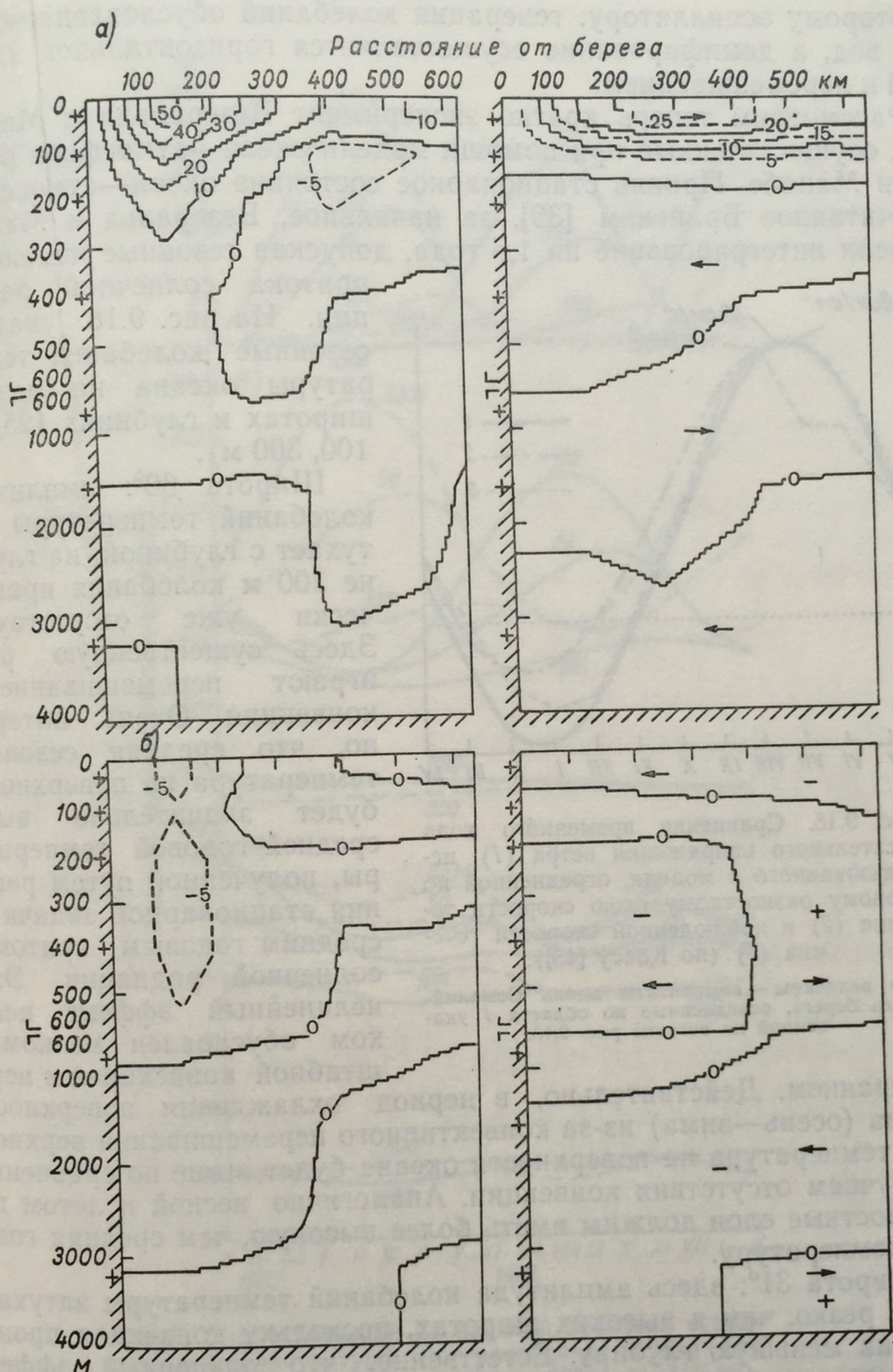


Рис. 9.14. Параллельные берегу (слева) и перпендикулярные берегу (справа) компоненты скорости Сомалийского течения (по Коксу [43]).

а — среднее за лето, б — среднее за зиму. Значения рассчитаны по модели с реальным рельефом дна; скорости в см/с.



некоторому осциллятору: генерация колебаний обусловлена подъемом вод, а демпфирование осуществляется горизонтальной адвекцией и перемешиванием.

Рассмотрим теперь кратко эксперимент Везеральда и Манабе [48], осуществленный при помощи модели океан—атмосфера Брайена и Манабе. Приняв стационарное состояние океан—атмосфера, рассчитанное Брайеном [39], за начальное, Везеральд и Манабе провели интегрирование на 1,5 года, допуская сезонные изменения

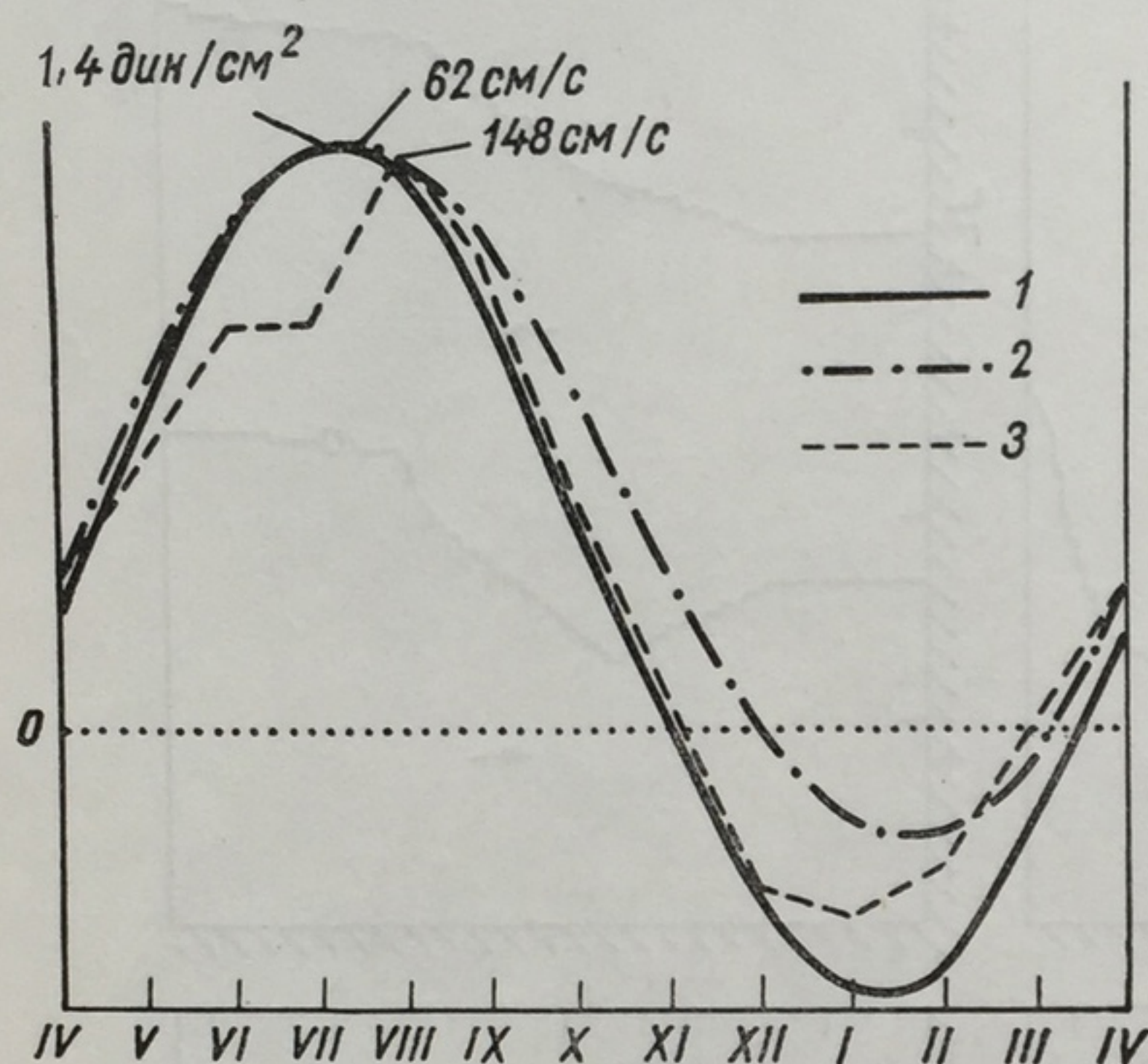


Рис. 9.15. Сравнение временного хода касательного напряжения ветра (1), использованного в модели, осредненной по первому разностному слою скорости течения (2) и наблюдаемой скорости течения (3) (по Коксу [43]).

Все величины — компоненты вдоль Сомалийского берега, осредненные по области I указанной на вставке рис. 9.13.

мешиванием. Действительно, в период охлаждения поверхности океана (осень—зима) из-за конвективного перемешивания верхнего слоя температура на поверхности океана будет выше по сравнению со случаем отсутствия конвекции. Аналогично весной и летом поверхностные слои должны иметь более высокую, чем средняя годовая, температуру.

Широта  $31^\circ$ : здесь амплитуда колебаний температуры затухает более резко, чем в высоких широтах, поскольку конвекция проникает на меньшую глубину. Естественно, что описанный эффект среднего сезонного потепления поверхностных вод здесь выражен не так сильно.

Широта  $3^\circ$ : здесь доминируют адвективные процессы (подъемы и опускания вод, обусловленные ветром); перемешивание и конвекция играют второстепенную роль. Вероятно, с этим связан тот факт, что амплитуды колебаний температуры мало меняются с глубиной. Интересно, что средняя сезонная температура на поверхности

притока солнечной радиации. На рис. 9.16 указаны сезонные колебания температуры океана на разных широтах и глубинах (25, 50, 100, 300 м).

Широта  $60^\circ$ : амплитуда колебаний температуры затухает с глубиной; на глубине 300 м колебания практически уже отсутствуют. Здесь существенную роль играют перемешивание и конвекция. Очень интересно, что средняя сезонная температура на поверхности будет значительно выше средней годовой температуры, полученной путем решения стационарной задачи со средним годовым притоком солнечной радиации. Этот нелинейный эффект целиком обусловлен мелкомасштабной конвекцией и пере-



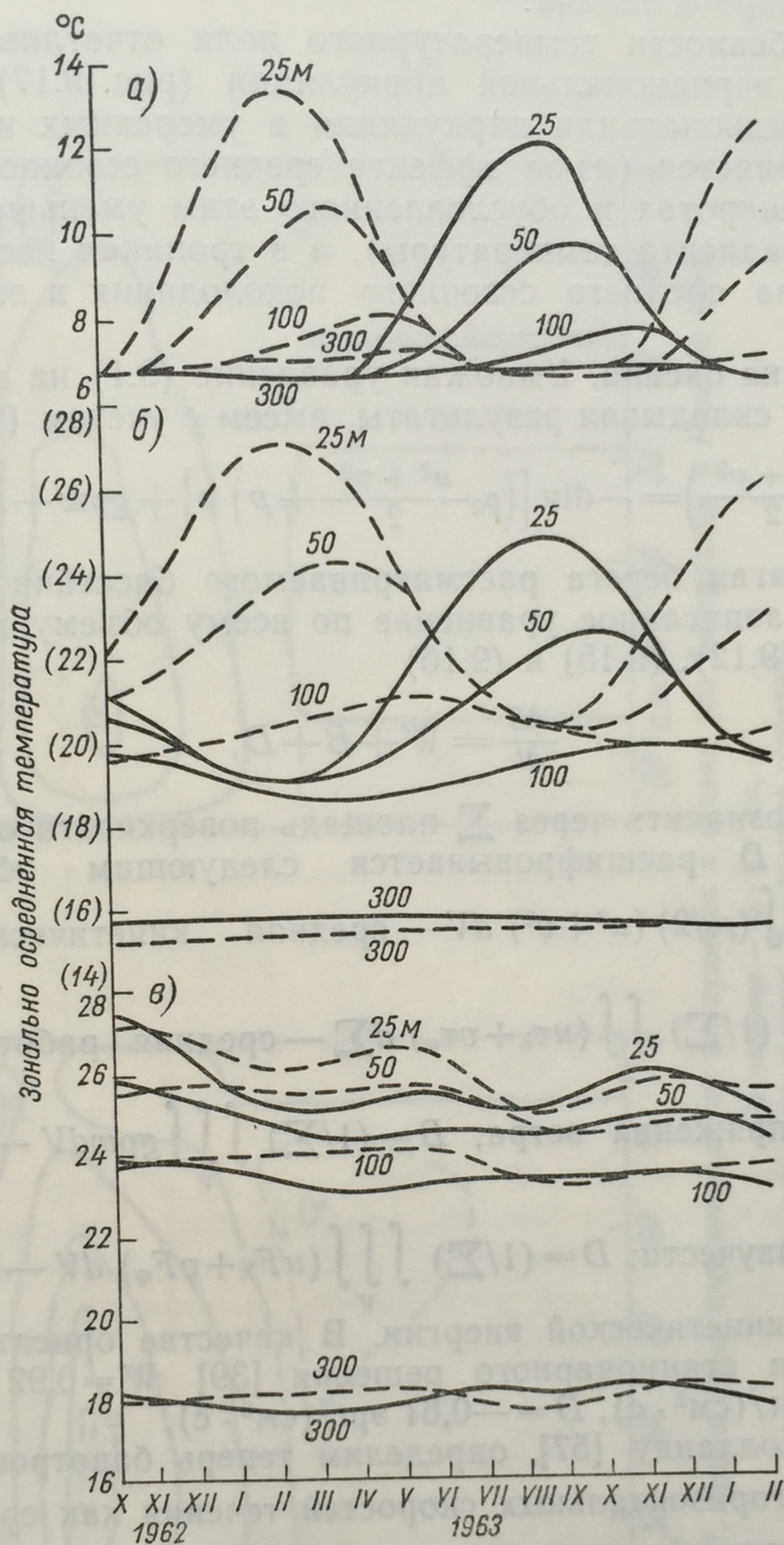


Рис. 9.16. Изменения во времени зонально осредненной температуры для различных глубин для обоих полушарий на широтах  $60^\circ$  (а),  $31^\circ$  (б),  $3^\circ$  (в) (по Везеральду и Манабе [48]).

Средние значения для северного полушария изображены сплошными линиями, а для южного полушария — пунктирными. Цифры указывают глубины.



будет меньше средней годовой температуры, полученной при решении стационарной задачи.

Эти особенности температурного поля отчетливо отражаются на картине меридиональной циркуляции (рис. 9.17). Средняя сезонная меридиональная циркуляция в умеренных и высоких широтах ослабляется (из-за эффекта среднего сезонного потепления в высоких широтах и обусловленного этим уменьшения меридионального градиента температуры), а в тропиках несколько усиливается (из-за среднего сезонного похолодания в экваториальной зоне).

**Энергетика океана.** Умножая уравнение (9.1) на  $u$ , а уравнение (9.2) на  $v$  и складывая результаты, имеем с учетом (9.3)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \rho_0 \frac{u^2 + v^2}{2} \right) = -\operatorname{div} \left[ \left( \rho_0 \frac{u^2 + v^2}{2} + p \right) \mathbf{v} \right] + g\rho w + uF_\lambda + vF_\varphi.$$

Предполагая берега рассматриваемого бассейна отвесными и интегрируя записанное уравнение по всему объему воды  $V$ , получим в силу (9.12), (9.15) и (9.16)

$$\frac{\partial E}{\partial t} = W + B + D, \quad (9.17)$$

где, если обозначить через  $\Sigma$  площадь поверхности океана, смысл  $E$ ,  $W$ ,  $B$ ,  $D$  расшифровывается следующим образом:  $E =$

$= (1/\Sigma) \int \int \int_V (\rho_0/2) (u^2 + v^2) dV$  — средняя кинетическая энергия

океана;  $W = (1/\Sigma) \int \int_\Sigma (u\tau_\lambda + v\tau_\varphi) d\Sigma$  — средняя работа сил касательного напряжения ветра;  $B = (1/\Sigma) \int \int \int_V g\rho w dV$  — средняя ра-

бота сил плавучести;  $D = (1/\Sigma) \int \int \int_V (uF_\lambda + vF_\varphi) dV - W$  — средняя

диссипация кинетической энергии. В качестве ориентировки укажем, что для стационарного решения [39]  $W = 0,92$  эрг/(см<sup>2</sup>·с),  $B = -0,31$  эрг/(см<sup>2</sup>·с),  $D = -0,61$  эрг/(см<sup>2</sup>·с).

Следуя Холланду [57], определим теперь баротропную компоненту  $(\bar{u}, \bar{v})$  горизонтальных скоростей течения как среднее от истинных скоростей течения по глубине океана:  $(\bar{u}, \bar{v}) =$

$= (1/H) \int_0^H (u, v) dz$ , и бароклинную компоненту  $(\hat{u}, \hat{v})$  как разность

истинной скорости  $(u, v)$  и баротропной компоненты  $(\bar{u}, \bar{v})$ :

$(\hat{u}, \hat{v}) = (u, v) - (\bar{u}, \bar{v})$ . Пусть далее  $\bar{E} = (1/\Sigma) \int \int \int_V (\rho_0/2) \times$

$\times (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) dV$  — средняя кинетическая энергия баротропной компо-



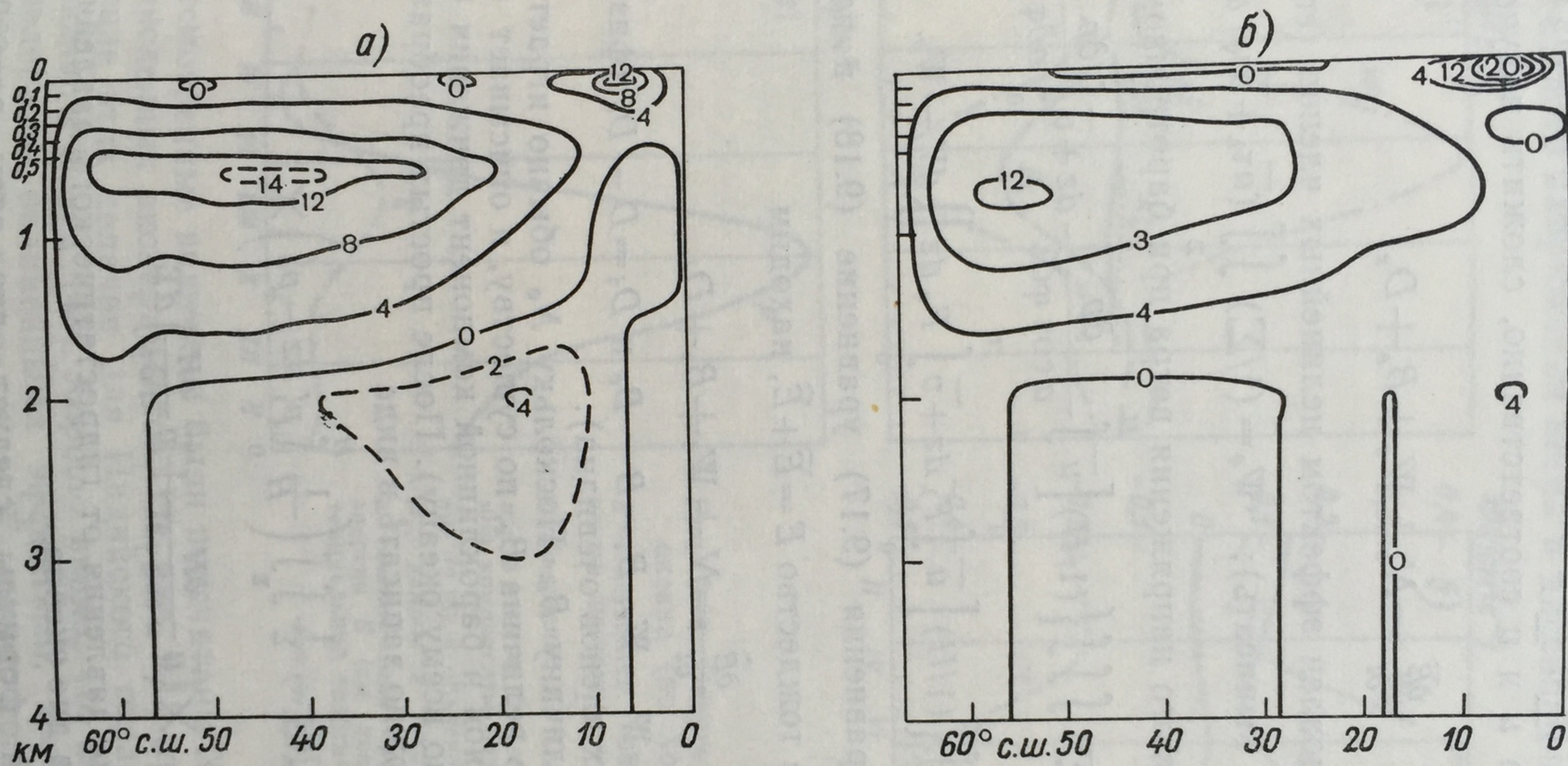


Рис. 9.17. Линии тока меридиональной циркуляции в океане (по Везеральду и Манабе [48]).

В единице —  $1,0 \cdot 10^{12}$  г/с.

*a* — средняя годовая, *b* — средняя сезонная.



ненты движения и  $\hat{E} = (1/\Sigma) \int \int \int_V (\rho_0/2) (\hat{u}^2 + \hat{v}^2) dV$  — средняя кинетическая энергия бароклиной компоненты движения. Уравнение для изменения  $\bar{E}$  легко выводится, если предварительно осреднить уравнения (9.1) и (9.2) по  $z$  от 0 до  $H$  и затем, умножив осредненные уравнения на  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  соответственно, сложить полученные результаты:

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = N_e + W_e + B_e + D_e, \quad (9.18)$$

где член  $N_e$  обусловлен эффектом нелинейных членов (его точное выражение легко выписать);  $W_e = (1/\Sigma) \int \int (\bar{u}\tau_\lambda + \bar{v}\tau_\varphi) d\Sigma$  — работа сил касательного напряжения ветра при баротропном движении;

$$B_e = - (1/\Sigma) \int \int \int_V \left\{ (1/H) \left[ \bar{u} \int_0^H \frac{\partial p}{a \cos \varphi \partial \lambda} dz + \bar{v} \int_0^H \frac{\partial p}{a \partial \varphi} dz \right] \right\} dV$$

$$\text{и } D_e = (1/\Sigma) \int \int \int_V \left\{ (1/H) \left[ \bar{u} \int_0^H F_\lambda dz + \bar{v} \int_0^H F_\varphi dz \right] \right\} dV - W_e.$$

Вычитая из уравнения (9.17) уравнение (9.18) и используя легко проверяемое тождество  $E = \bar{E} + \hat{E}$ , находим

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial t} = N_i + W_i + B_i + D_i, \quad (9.19)$$

где  $N_i = -N_e$ ,  $W_i = W - W_e$ ,  $B_i = B - B_e$  и  $D_i = D - D_e$  (физическая интерпретация этих членов очевидна).

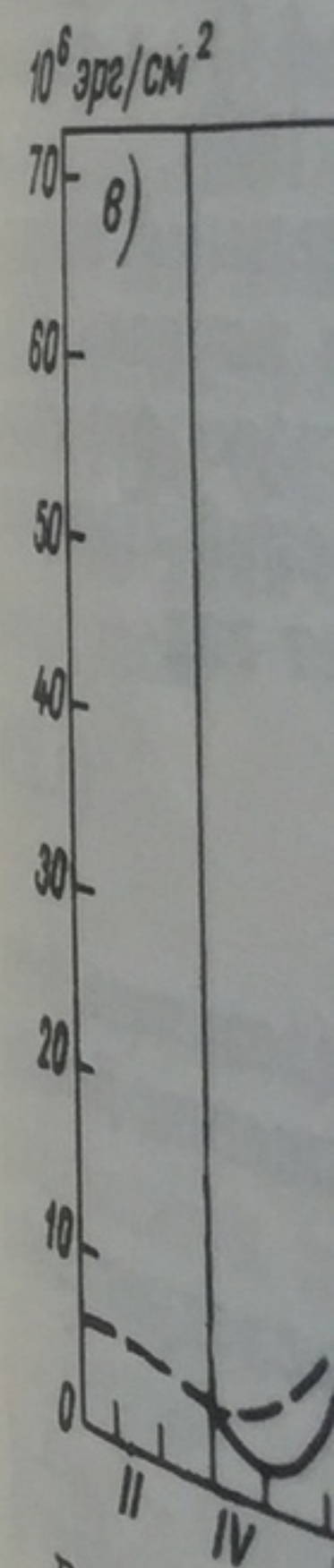
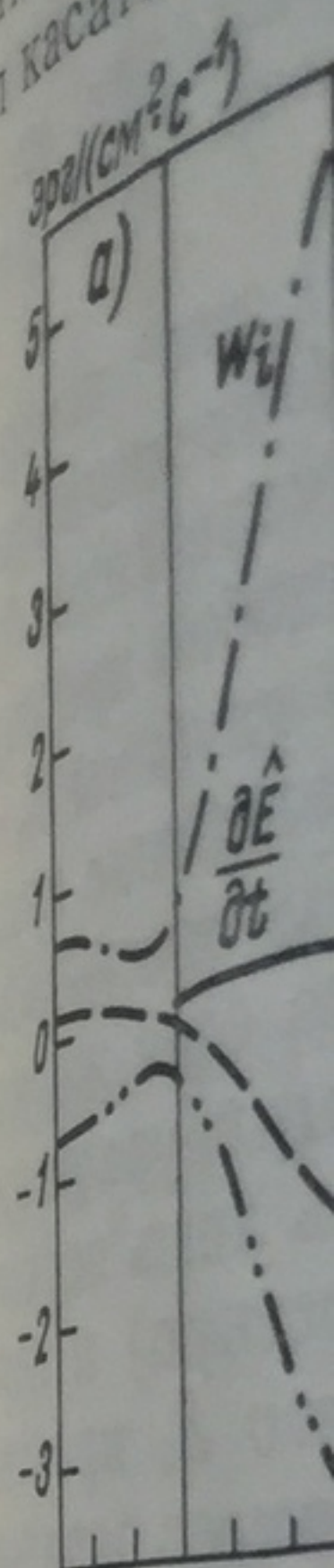
Рассмотрим величину  $B_e$ . Поскольку  $N_e$  обычно играет второстепенную роль, то величина  $B_e$ , по существу, и описывает взаимодействие баротропной и бароклиной компонент движения (естественно, в среднем по всему океану). После простых преобразований формулу для  $B_e$  можно записать в виде

$$B_e = - \frac{1}{\Sigma} \int \int \left( \frac{1}{H} \int_0^H p' dz - p'_b \right) \times \\ \times \left( \bar{u} \frac{\partial H}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \bar{v} \frac{\partial H}{a \partial \varphi} \right) d\Sigma,$$

где  $p'$  — отклонение давления от гидростатического давления  $g\rho_0 z$ ;  $p'_b$  — значение  $p'$  на дне океана.

Из выписанной формулы следует, что если  $\rho = \text{const}$ , то  $(1/H) \int_0^H p' dz = p'_b$  и  $B_e = 0$  даже при неровном дне; если же  $\rho \neq \text{const}$ , но глубина океана постоянна, то  $B_e$  также обращается в нуль. Та-

ким образом, в  
вект движения  
с неровным дном  
сти океанской  
ненты движения  
сил касательного



Рассмотрим  
ряда численн  
изменение эт  
эксперимента  
обусловлены  
брю; однак  
по-видимому,  
ненты движен  
Особеннос  
ностные схем



ким образом, взаимодействие баротропной и бароклинной компоненты движения может существовать лишь в бароклинном океане с неровным дном (совместный эффект рельефа дна и бароклинности океанской воды); если  $B_e = 0$ , то энергия  $\bar{E}$  баротропной компоненты движения практически целиком определяется работой  $W_e$  сил касательного напряжения ветра и диссипацией  $D_e$ .

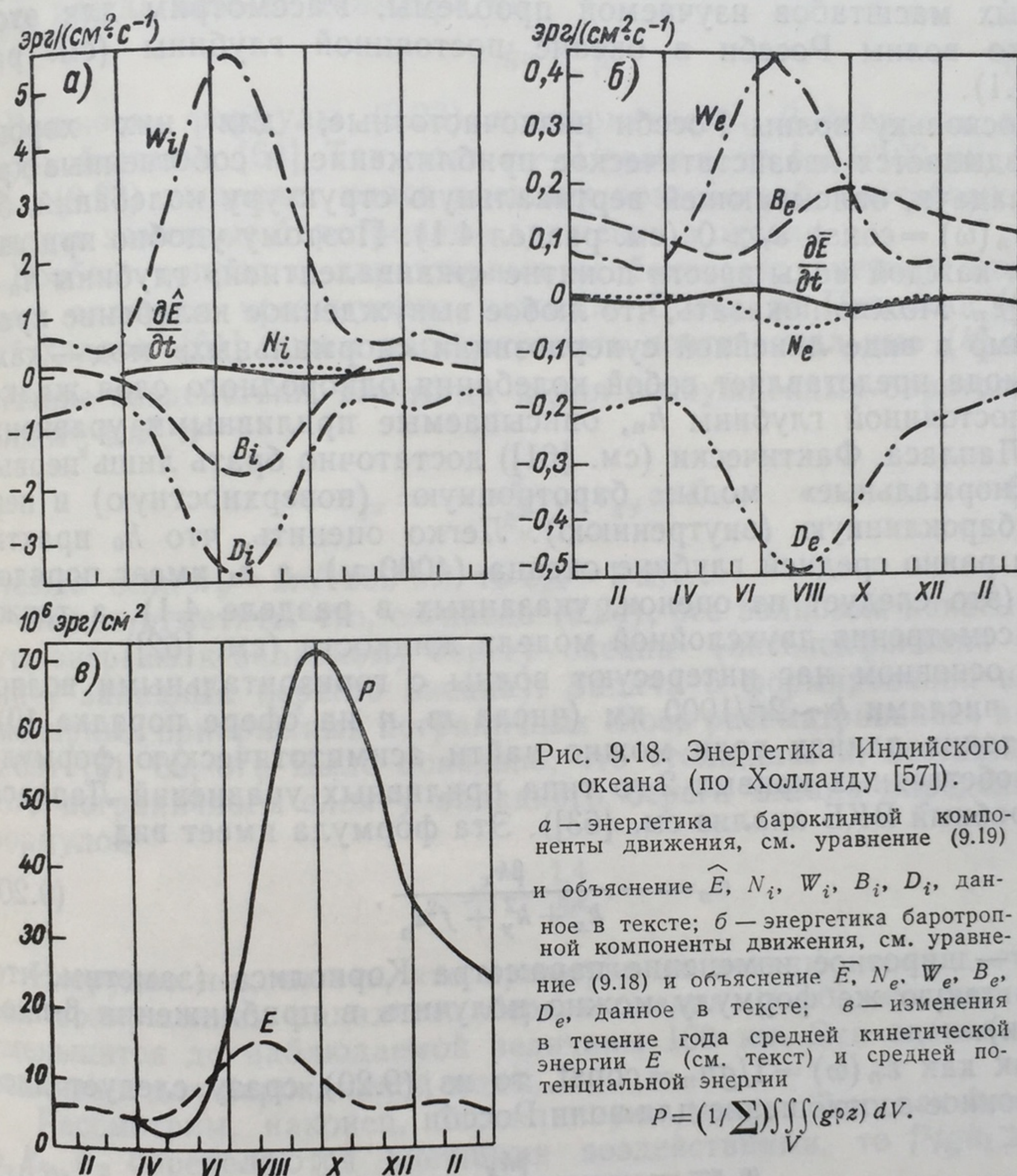


Рис. 9.18. Энергетика Индийского океана (по Холланду [57]).

а — энергетика бароклинной компоненты движения, см. уравнение (9.19) и объяснение  $\hat{E}$ ,  $N_i$ ,  $W_i$ ,  $B_i$ ,  $D_i$ , данное в тексте; б — энергетика баротропной компоненты движения, см. уравнение (9.18) и объяснение  $\bar{E}$ ,  $N_e$ ,  $W_e$ ,  $B_e$ ,  $D_e$ , данное в тексте; в — изменения в течение года средней кинетической энергии  $E$  (см. текст) и средней потенциальной энергии

$$P = (1/\Sigma) \iiint_V (g\rho z) dV.$$

Рассмотренные величины были подсчитаны Холландом [57] для ряда численных экспериментов. На рис. 9.18 приводится сезонное изменение этих величин для Индийского океана по результатам эксперимента Кокса [43]. Хорошо видно, что потоком энергии  $N_e$ , обусловленным нелинейными эффектами, можно вполне пренебречь; однако оба потока  $B_e$  и  $W_e$  имеют сравнимый порядок и, по-видимому, одинаково важны при изучении баротропной компоненты движения.

**Особенности численных моделей. Временные масштабы.** Разностные схемы для исследования глобальной циркуляции



обсуждались в ряде работ (см., например, монографии Марчука [58, 59], работу Брайена [60], а также цитированные выше статьи). Укажем лишь, что при построении разностных схем обычно требуется, чтобы в адиабатическом случае они обеспечивали выполнение соответствующих законов сохранения (в разностном виде).

Существенный интерес представляют оценки характерных временных масштабов изучаемой проблемы. Рассмотрим для этого кратко волны Россби в океане постоянной глубины (см. раздел 4.1).

Поскольку волны Россби низкочастотные, для них хорошо оправдывается квазистатическое приближение, и собственные кривые задачи, описывающей вертикальную структуру колебаний, будут  $\varepsilon_n(\omega) = \text{const}$ ,  $\varepsilon_n > 0$  (см. раздел 4.1). Поэтому удобно при изучении каждой моды ввести понятие «эквивалентной» глубины  $h_n = 1/g\varepsilon_n$ . Можно показать, что любое вынужденное колебание представимо в виде линейной суперпозиции «нормальных» мод — каждая мода представляет собой колебания однородного слоя жидкости постоянной глубины  $h_n$ , описываемые приливными уравнениями Лапласа. Фактически (см. [61]) достаточно брать лишь первые две «нормальные» моды: баротропную (поверхностную) и первую бароклинную (внутреннюю). Легко оценить, что  $h_0$  практически равно средней глубине океана (4000 м), а  $h_1$  имеет порядок 1 м (это следует из оценок, указанных в разделе 4.1), а также из рассмотрения двухслойной модели жидкости (см. [62]).

В основном нас интересуют волны с горизонтальными волновыми числами  $k \sim 2\pi/1000$  км (числа  $m, n$  на сфере порядка 10). При таких длинах волн можно найти асимптотическую формулу для собственных кривых 2-го типа приливных уравнений Лапласа (подробный ВКБ анализ см. [63]). Эта формула имеет вид

$$\omega_n = - \frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2 + f^2 \varepsilon_n}, \quad (9.20)$$

где  $\beta$  — широтное изменение параметра Кориолиса (заметим, что точно такую же формулу можно получить в приближении  $\beta$ -плоскости).

Так как  $\varepsilon_n(\omega) = 1/gh_n = \text{const}$ , то из (9.20) сразу следует дисперсионное соотношение для волн Россби

$$\omega_n = - \frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2 + f^2/gh_n}. \quad (9.21)$$

По существу, дисперсионные кривые для волн Россби на рис. 4.1.5 построены по этой формуле.

Из (9.21) получим формулу для групповой скорости

$$(c_{gx}, c_{gy}) = - \left[ k_y^2 - k_x^2 + \frac{f^2}{gh_n}, 2k_x k_y \right] \frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2 + f^2/gh_n}. \quad (9.22)$$

Начнем с баротропной волны Россби. Естественно считать, что волновые числа  $k_x, k_y$  определяются характерными горизонтальными масштабами внешних атмосферных воздействий



( $\sim 2\pi/1000$  км). Но тогда для баротропной моды член  $f^2/gh_0$  в знаменателе формул (9.21) и (9.22) несуществен\*, и дисперсионное соотношение (9.21) при фиксированном  $\omega$  представляет собой окружность на плоскости  $k_x, k_y$  с центром в  $(-\beta/2\omega, 0)$  и радиусом  $\beta/2\omega$ . Вектор групповой скорости направлен по нормали к этой окружности в точке  $(k_x, k_y)$ , и его модуль равен  $\beta/k^2$ . Так как хорда всегда меньше диаметра, то

$$k\omega < \beta. \quad (9.23)$$

Важность формулы (9.23) подчеркивается Лайтхиллом в его обзорной статье [64]. Так, если  $\omega \sim 1/\text{неделя}$ , то  $k < 1/100$  км. Формула (9.23) выделяет класс внешних воздействий, способных возбуждать заметные баротропные движения в океане.

Вообще вопрос о характерных особенностях внешних воздействий является чрезвычайно важным. Вслед за Педлоски [65] и Лайтхиллом [61] будем рассматривать почти зональные ( $k_x^2 \ll k_y^2$ ) внешние воздействия. Но тогда и для возбужденных баротропных волн  $k_x^2 \ll k_y^2$  и

$$c_{gx} \simeq -\frac{\beta}{k_y^2}, \quad c_{gy} \simeq 0. \quad (9.24)$$

Отсюда если  $k_y = 2\pi/1200$  км, то  $c_{gx} \simeq 1$  м/с.

Важно отметить, что, согласно (9.24), все волновые пакеты «несут» энергию к западному берегу океана (интенсификация течений у западных берегов океана). Задача о формировании нестационарных прибрежных пограничных слоев рассматривалась в ряде работ [61, 66, 67]. Было показано, что «толщина»  $x_t$  нестационарного пограничного слоя у западного берега океана определяется формулой

$$x_t = \frac{1,4}{\beta t}.$$

Нетрудно подсчитать, что примерно за неделю после достижения возмущением западного берега океана ( $t=0$ ) «толщина»  $x_t$  уменьшится до наблюдаемой величины 100 км. Эта оценка справедлива и для бароклининой моды.

Рассмотрим, наконец, бароклининую моду. Так как  $h_1 \simeq 1$  м, а  $k_x, k_y$  определяются внешними воздействиями, то  $f^2/gh_1 \gg k^2$  и формулы (5.2.2), (5.2.3) принимают вид:

$$\omega \simeq -\frac{k_x \beta g h_1}{f^2};$$

$$c_{gx} \simeq -\frac{\beta g h_1}{f^2};$$

$$c_{gy} \simeq 0.$$

(9.25)

\* Наличие члена  $f^2/gh_0$  в знаменателе формулы (9.21) обусловлено эффектом свободной поверхности; таким образом, приближение твердой стенки (см. раздел 4.1) несущественно искажает баротропные волны Россби.



Мы видим, что бароклинные волны Россби распространяются практически без дисперсии. В умеренных широтах  $c_{gx} \approx 1$  см/с; при  $\varphi = 20^\circ$   $c_{gx} \approx 10$  см/с; при  $\varphi = 6^\circ$   $c_{gx} \approx 1$  м/с.

Изучение приэкваториального района требует более детального описания (поскольку там параметр Кориолиса  $f$  уже нельзя считать постоянным) и представляет большой интерес в связи с исследованиями Сомалийского течения. Такой анализ проведен Лайтхиллом [61], показавшим, что характерное время формирования Сомалийского течения под действием юго-западного муссона составляет один месяц. Это время складывается из 3 недель, необходимых для достижения западного берега возмущениями от всей полосы муссона (зональные размеры  $\sim 2000$  км), и недели, необходимой для концентрации пришедших возмущений в пограничное течение толщиной 100 км (заметим, что характерные групповые скорости баротропной и бароклинной волн Россби в приэкваториальной области одинаковы).

Таковы в общих чертах особенности распространения волн Россби в океане (см. также [68]). Естественно считать, что порядки скоростей распространения возмущений в океане даются изложенной линейной теорией правильно (хотя основные уравнения численной модели нелинейны и содержат диссипативные факторы).

Вернемся теперь снова к численным моделям; обычно задачи решаются методами установления, причем время выхода на установившийся режим модели Брайена, вероятно, несколько сотен лет. Интересно, что такой порядок времени установления диктуется в этой модели поведением поля плотности и легко следует из рассмотрения простого уравнения теплопроводности  $\partial T / \partial t - A_{TH}(\partial^2 T / \partial z^2) = 0$ ,  $t^* = H^2 / A_{TH}$ . Эта громадная величина вызывает серьезные затруднения при реализации численных экспериментов (количество шагов по времени до установления задачи  $\sim 100\,000$ ; для этого необходима недельная работа на ЭВМ типа «Univac-1108»). Представляется, что величина  $t^*$  должна сильно зависеть от той формы, в которой учитываются диссипативные факторы в модели. Однако, по-видимому, время установления не может быть *меньше* того времени, которое затрачивает бароклинная волна Россби на преодоление расстояния, равного характерному размеру бассейна. Согласно только что полученным оценкам, в умеренных широтах это величина порядка *десятков лет* (см. [64]).

Неудивительно, что не во всех описанных экспериментах Брайена с сотрудниками достигался установившийся режим. Решение задачи, например, в работе Кокса [43] разбивалось на три стадии. Приводимая из этой работы табл. 9.2 дает хорошее представление о параметрах счета (добавим, что число уровней по вертикали 6—10).

В силу наличия узких интенсивных течений, их сезонных изменений и отрыва от берега, а также большой роли прибрежных подъемов и опусканий вод необходимы, по-видимому, разностные схемы с переменным шагом по пространству. Для «особых» обла-



Таблица 9.2. Три стадии численного эксперимента Кокса [43]

	I	II	III
Шаги по горизонтали	$4 \times 40$	$2 \times 20$	$1 \times 10$
$A_L$ (количество движения)	$2 \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$	$2 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$	$5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$
$A_L$ (плотность)	$10^8 \text{ см}^2/\text{с}$	$10^8 \text{ см}^2/\text{с}$	$5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{с}$
$A_{TH}$	$1 \text{ см}^2/\text{с}$	$1 \text{ см}^2/\text{с}$	$1 \text{ см}^2/\text{с}$
Интервал интегрирования	0—130 лет	130—185 лет	185—192 года
Шаг по времени	0,6 суток	0,3 суток	0,1 суток
Машинное время («Univac-1108»)	0,2 ч/год	1,7 ч/год	22 ч/год

стей Гилл [69] указывает на необходимость 20-километрового шага по горизонтали; поскольку эти области меняют с течением времени свое положение в пространстве, весьма перспективными являются лагранжевы сетки, «меандрирующие» вместе с пограничными течениями. Возможны, конечно, и другие решения этой проблемы, например, в простейшем случае это сетка Ильина [70].

Следует иметь в виду также и другое чрезвычайно важное обстоятельство. В главе 5 мы говорили о том, что синоптические вихри в океане обладают весьма существенной энергией. Если будет установлено (что вполне возможно, см. [4, 5]), что энергия может передаваться от синоптических вихрей к крупномасштабным движениям, то потребуются, по-видимому, принципиально иная [по сравнению с формулами (9.8a) и (9.9a)] параметризация «турбулентных» эффектов в океане. Во всяком случае численное моделирование взаимодействия синоптических вихрей (масштаб 100 км) и крупномасштабных течений (масштаб 1000 км) для Мирового океана в настоящее время вряд ли осуществимо (из-за ограниченных возможностей ЭВМ) \*.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Eckart C. Properties of Water. Part 2. The equation of state of water and sea water at low temperatures and pressures.—„Amer. J. Sci.“, 1958, vol. 256. No. 4, p. 225—240.
2. Каменкович В. М. К вопросу о коэффициентах турбулентной диффузии и вязкости при крупномасштабных движениях океана и атмосферы.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1967, т. 3, № 12, с. 1326—1333.
3. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965. 639 с.

\* Заметим, что в атмосфере  $\bar{N} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  и  $H \approx 10 \text{ км}$ , так что  $L_R \approx 1000 \text{ км}$  (см. раздел 5.2). Поэтому для атмосферы и оказалось возможным численное моделирование взаимодействия синоптических вихрей и зонального течения.



4. Webster F. Measurements of eddy fluxes of momentum in the surface layer of the Gulf Stream.—„Tellus“, 1965, vol. 17, No. 2, p. 239—245.
5. Озмидов Р. В., Беляев В. С., Ямпольский А. Д. О некоторых особенностях переноса и трансформации турбулентной энергии в океане.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1970, т. 6, № 3, с. 285—292.
6. Kraus E. B. and Turner J. S. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences.—„Tellus“, 1967, vol. 19, No. 1, p. 98—106.
7. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеиздат, 1970. 284 с.
8. Каменкович В. М. Об одной модели для определения температуры поверхности океана.—«Океанология», 1969, т. 9, № 1, с. 38—43.
9. Леликова Е. Ф., Харьков Б. В. О расчете температуры поверхности океана.—«Океанология», 1972, т. 12, вып. 6, с. 975—981.
10. Ekman V. W. On the influence of the earth's rotation on ocean currents.—„Arkiv Mat. Astron. Physik“, 1905, vol. 2, No. 11, p. 1—53.
11. Ekman V. W. Über Horizontalzirkulation bei wind erzeugten Meeresströmungen.—„Arkiv Mat. Astron. Physik“, 1923, vol. 17, No. 26, p. 1—74.
12. Штокман В. Б. Экваториальные противотечения в океанах. Л., Гидрометеиздат, 1948. 156 с.
13. Штокман В. Б. Избранные труды по физике моря. Л., Гидрометеиздат, 1970. 336 с.
14. Sverdrup H. U. Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the eastern Pacific.—„Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.“, 1947, vol. 33, No. 11, p. 318—326.
15. Stommel H. The westward intensification of wind-driven ocean currents.—„Trans. Am. Geophys. Union“, 1948, vol. 29, No. 2, p. 202—206.
16. Munk W. H. On the wind-driven ocean circulation.—„J. Meteorol.“, 1950, vol. 7, No. 2, p. 79—93.
17. Каменкович В. М. К теории инерционно-вязкого пограничного слоя в двумерной модели океанских течений.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1966, т. 2, № 12, с. 1274—1295.
18. Parsons A. T. A two-layer model of Gulf-stream separation.—„J. Fluid Mech.“, 1969, vol. 39, pt. 3, p. 511—528.
19. Каменкович В. М., Резник Г. М. К теории стационарных ветровых течений в двухслойной жидкости.—«Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 4, с. 419—434.
20. Каменкович В. М., Резник Г. М. Об отрыве пограничного течения от берега, обусловленном влиянием рельефа дна (линейная баротропная модель).—«ДАН СССР», 1972, т. 202, № 5, с. 1061—1064.
21. Линейкин П. С. Об определении толщины бароклинного слоя моря.—«ДАН СССР», 1955, т. 101, № 3, с. 461—464.
22. Robinson A. R., Stommel H. The oceanic thermocline and the associated thermohaline circulation.—„Tellus“, 1959, vol. 11, No. 3, p. 295—308.
23. Robinson A. R. and Welander P. Thermal circulation on a rotating sphere; with application to the oceanic thermocline.—„J. Mar. Res.“, 1963, vol. 21, No. 1, p. 25—38.
24. Welander P. The thermocline problem.—„Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 415—421.
25. Открытие, экспериментальное исследование и разработка теории течения Ломоносова. Сб. под редакцией А. Г. Колесникова. Севастополь, изд. МГИ АН УССР, 1968. 243 с.
26. Фельзенбаум А. И. Динамика морских течений (обзор).—В кн.: Итоги науки. Гидромеханика, 1968, М., изд. АН СССР, ВИНТИ, 1970, с. 97—338.
27. Gill A. E. Models of equatorial currents.—Proc. Symp. Numer. Modell Ocean Circul., U. S. A. Nat. Acad. Press, 1973.
28. Саркисян А. С. Расчет стационарных ветровых течений в океане.—«Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1954, № 6, с. 554—561.
29. Welander P. On the vertically integrated mass transport in the oceans. In: „The Atmosphere and the Sea in Motion“, Ed. B. Bolin, Rockefeller Inst. Press., Oxford Univ. Press, N. Y., 1959, p. 95—101.



30. О расчете полных потоков в Мировом океане (стационарная задача).— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1969, т. 5, № 11, с. 1160—1172. Авт.: А. М. Ильин, В. М. Каменкович, Т. Г. Жугрина, М. М. Силкина.
31. Takano K. General circulation in the global ocean.— „J. Oceanogr. Soc. Japan“, 1969, vol. 25, No. 1, p. 48—51.
32. Sag T. W. Numerical model for wind driven circulation of the world's ocean.— In: Phys. of Fluids, Suppl. II, 1969, p. 177—183.
33. О глобальной циркуляции в баротропном океане переменной глубины.— «ДАН СССР», 1971, т. 198, № 2, с. 333—337. Авт.: Д. Л. Лайхтман, Б. А. Каган, Л. А. Оганесян, Р. В. Пясковский.
34. Численный эксперимент по сезонной изменчивости глобальной циркуляции в баротропном океане.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 10, с. 1052—1072. Авт.: Б. А. Каган, Д. Л. Лайхтман, Л. А. Оганесян, Р. В. Пясковский.
35. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., Гидрометеиздат, 1966. 123 с.
36. Bryan K. and Cox M. D. A numerical investigation of the oceanic general circulation.— „Tellus“, 1967, vol. 19, No. 1, p. 54—80.
37. Bryan K. and Cox M. D. A nonlinear model of an ocean driven by wind and differential heating. Part I. Description of the three-dimensional velocity and density fields.— „J. Atm. Sci.“, 1968, vol. 25, No. 6, p. 945—967.
38. Bryan K. and Cox M. D. A nonlinear model of an ocean driven by wind and differential heating. Part II. An analysis of the heat, vorticity and energy balance.— „J. Atm. Sci.“, 1968, vol. 25, No. 6, p. 968—978.
39. Bryan K. Climate and the ocean circulation. Part III. The ocean model.— „Monthly Weather Review“, 1969, vol. 97, No. 11, p. 806—827.
40. Васильева А. С., Фельзенбаум А. И. Об установившейся циркуляции в бароклинном океане. Численное решение, включающее расчет плотности (скольжение на дне).— «Морские гидрофиз. иссл.», 1969, № 4, с. 37—62.
41. Васильев А. С., Фельзенбаум А. И. Об установившейся циркуляции в бароклинном океане. Численное решение, включающее расчет плотности (прилипание на дне).— «Морские гидрофиз. иссл.», 1969, № 4, с. 63—69.
42. Васильев А. С., Фельзенбаум А. И. К теории установившейся циркуляции в бароклинном океане.— «Морские гидрофиз. иссл.», 1971, № 1, с. 9—23.
43. Cox M. D. A mathematical model of the Indian Ocean.— „Deep-Sea Res.“, 1970, vol. 17, No. 1, p. 47—75.
44. Gill A. E. and Bryan K. Effects of geometry on the circulation of a three-dimensional southern-hemisphere ocean model.— „Deep-Sea Res.“, 1971, vol. 18, No. 4, p. 685—721.
45. Holland W. R. Ocean tracer distributions. Part I. A preliminary numerical experiment.— „Tellus“, 1971, vol. 23, No. 4—5, p. 371—392.
46. Саркисян А. С., Кочергин В. П., Климок В. И. Теоретическая модель и расчеты поля плотности в океане с произвольным рельефом дна.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1972, т. 8, № 7, с. 740—751.
47. Кочергин В. П., Саркисян А. С., Климок В. И. Численные эксперименты по расчету плотности северной части Атлантического океана.— «Метеорология и гидрология», 1972, № 8, с. 54—61.
48. Wetherald R. T. and Manabe S. Response of the joint ocean—atmosphere model to the seasonal variation of the solar radiation.— „Monthly Weather Review“, 1972, vol. 100, No. 1, p. 42—59.
49. Holland W. R. Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents.— „Geophys. Fluid Dyn.“, 1973, vol. 4, No. 3, p. 187—210.
50. Линеikin П. С. Основные вопросы динамической теории бароклинного слоя моря. Л., Гидрометеиздат, 1957. 139 с.
51. Михайлова Э. Н., Фельзенбаум А. И., Шапиро Н. Б. К вопросу о расчете установившихся морских и океанических течений.— «ДАН СССР», 1966, т. 168, № 4, с. 788—791.
52. Михайлова Э. Н., Фельзенбаум А. И., Шапиро Н. Б. К вопросу



- о расчете неустановившихся океанических течений и приливов.— «ДАН СССР», 1967, т. 175, № 5, с. 1041—1044.
53. Фельзенбаум А. И., Шапиро Н. Б. Об использовании интегральной функции тока в теории морских течений.— «Морские гидрофиз. иссл.», 1969, № 1, с. 39—76.
  54. Иванов Ю. А. О связи между процессами теплообмена на поверхности океана и разностью осадки—испарение.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1967, т. 3, № 7, с. 757—763.
  55. Swallow J. C. and Worthington L. V. An observation of a deep counter-current in the western North Atlantic.— „Deep-Sea Res.“, 1961, vol. 8, No. 1, p. 1—19.
  56. Warren B., Stommel H. and Swallow J. C. Water masses and patterns of flow in the Somali Basin during the southwest monsoon of 1964.— „Deep-Sea Res.“, 1966, vol. 13, No. 5, p. 825—860.
  57. Holland W. R. Energetics of a baroclinic model.— Proc. Symp. Numer. Modell Ocean Circul., U. S. A. Nat. Acad. Press, 1973.
  58. Марчук Г. И. Численные методы в прогнозе погоды. Л., Гидрометеиздат, 1967. 356 с.
  59. Марчук Г. И. Численное решение задач динамики атмосферы и океана на основе метода расщепления. Новосибирск, «Наука», Сиб. отд., 1972. 168 с.
  60. Bryan K. A numerical method for the study of the circulation of the World Ocean.— „J. Comput. Physics“, 1969, vol. 4, No. 3, p. 347—376.
  61. Lighthill M. J. Dynamic response of the Indian ocean to onset of the Southwest Monsoon.— „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1969, A 265, No. 1159, p. 45—92.
  62. Каменкович В. М. О нормальных колебаниях многослойной вращающейся жидкости.— «Изв. АН СССР. Физика атм. и океана», 1967, т. 3, № 3, с. 284—290.
  63. Phillips N. Models for weather prediction.— In: „Annual Rev. Fl. Mech.“, Palo Alto, Calif., 1970, vol. 2, p. 251—292.
  64. Lighthill M. J. Time-varying currents.— „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 371—390.
  65. Pedlosky J. A note on the western intensification of the oceanic circulation.— „J. Mar. Res.“, 1965, vol. 23, No. 3, p. 207—209.
  66. Ильин А. М. Об асимптотике решения одной краевой задачи.— «Математические заметки», 1970, т. 8, № 3, с. 273—284.
  67. Ильин А. М. О поведении решения одной краевой задачи при  $t \rightarrow \infty$ .— «Математический сборник», 1972, т. 87 (129), № 4, с. 529—553.
  68. Phillips N. Large scale eddy motion in the western Atlantic.— „J. Geophys. Res.“, 1966, vol. 71, No. 16, p. 3883—3891.
  69. Gill A. E. Ocean models.— „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, 1971, A 270, No. 1206, p. 391—413.
  70. Ильин А. М. Разностная схема для дифференциального уравнения с малым параметром при старшей производной.— «Математические заметки», 1969, т. 6, № 2, с. 237—248.



## SUMMARY

The book is intended as a systematic review of the observational data and theoretical concepts about major non-stationary processes in the ocean. The whole spectrum of the observed oscillatory motions in the ocean is briefly described from a single point of view.

The first chapter of the book is an introductory one. All basic aspects of the ocean variability are briefly discussed; special attention is given the air—sea interaction. A general classification of non-stationary processes in the ocean is suggested: micro-scale phenomena (periods from fractions of seconds to tens of minutes), meso-scale phenomena (periods from hours to days); synoptic variability (periods from days to months); seasonal oscillations; year-to-year, intra-centennial and extra-centennial variability. The chapter ends with the discussion of modern methods of oceanic observations including the use of satellites in oceanology.

Basic features of the general ocean circulation (currents, temperature, salinity etc) are briefly considered in the second chapter. This chapter gives a description of the background on which all the non-stationary phenomena in the ocean are taking place.

Micro-scale phenomena are dealt with in the third chapter. These are wind driven and internal waves, oceanic turbulence and microstructure of the ocean. The presentation of Nekrasov's exact theory of stationary waves of finite amplitude, a discussion of nonlinear resonant interaction, a new concept of oceanic turbulence structure etc. are of special interest here.

The fourth chapter deals with meso-scale phenomena. A general classification is suggested of small amplitude free oscillations in the ocean of constant depth (gravity, Rossby, gyroscopic and acoustic waves). A detailed analysis of inertial oscillations in the ocean is presented and a condensed treatment of tides in the ocean is given. At the end of this chapter diurnal oscillations are considered.

The fifth chapter is very important; it considers a description of synoptic variability in the ocean. Here voluminous observational data are reviewed. Synoptic pictures of an eddy revealed during the Atlantic polygon experiment of 1970, and recent observations of Gulf-stream and Kuroshio meanders are of special interest. Basic modern dynamical concepts of synoptic variability (quasi-geostrophic models, baroclinic and barotropic instabilities, etc) are briefly discussed.

Chapters six, seven and eight deal with seasonal, year-to-year and climatic oscillations in the ocean. A modern theory of these phenomena is only at a starting point of development, that is why in these chapters mainly observational material is treated.

The ninth, and last, chapter contains a critical discussion of various problems of numerical modelling of ocean circulation. A general statement of the problem and basic models with their results are briefly described. The material presented in this chapter is very important in connection with a quantitative investigation of the large scale air—sea interaction.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Предисловие . . . . .	3
	Список обозначений . . . . .	5
1 ГЛАВА	Введение . . . . .	6
	1.1. Практическое значение изменчивости океана (А. С. Монин)	—
	1.2. Взаимодействие атмосферы и океана (А. С. Монин) . . .	12
	1.3. Классификация нестационарных процессов в океане (А. С. Монин) . . . . .	16
	1.4. Методы наблюдения изменчивости океана (В. Г. Корт, А. С. Монин) . . . . .	20
2 ГЛАВА	Циркуляция Мирового океана (В. А. Бурков, А. С. Монин)	34
3 ГЛАВА	Мелкомасштабные явления (А. С. Монин) . . . . .	55
	3.1. Ветровые волны . . . . .	—
	3.2. Внутренние волны . . . . .	73
	3.3. Океанская турбулентность . . . . .	91
	3.4. Вертикальная микроструктура океана . . . . .	105
4 ГЛАВА	Мезомасштабные явления . . . . .	116
	4.1. Классификация свободных малых колебаний в океане (В. М. Каменкович) . . . . .	—
	4.2. Инерционные колебания (А. С. Монин) . . . . .	126
	4.3. Приливные колебания (С. С. Войт, А. С. Монин) . . . . .	134
	4.4. Суточные колебания радиационного происхождения (Б. Н. Филлюшкин) . . . . .	146
5 ГЛАВА	Синоптическая изменчивость . . . . .	150
	5.1. Наблюдения (В. М. Каменкович, В. Г. Корт) . . . . .	—
	5.2. Теоретические представления (В. М. Каменкович) . . . . .	170
6 ГЛАВА	Сезонные колебания (В. Г. Корт, А. С. Монин) . . . . .	182
7 ГЛАВА	Междугодовая изменчивость (В. Г. Корт) . . . . .	197
8 ГЛАВА	Климатические колебания (А. С. Монин) . . . . .	218
9 ГЛАВА	Численное моделирование циркуляции океана (В. М. Камен- кович) . . . . .	225



Андрей Сергеевич МОНИН  
Владимир Моисеевич КАМЕНКОВИЧ  
Владимир Григорьевич КОРТ

**ИЗМЕНЧИВОСТЬ  
МИРОВОГО  
ОКЕАНА**

Редактор З. И. Мироненко  
Художник В. В. Костырев  
Технический редактор В. И. Семенова  
Корректоры:  
И. В. Жмакина, И. А. Крайнева

Сдано в набор 16/VIII 1973 г. Подписано в печать  
16/I 1974 г. М-06029. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>, бумага  
тип. № 1. Печ. л. 16,5. Уч.-изд. л. 18,95. Тираж  
2500 экз. Индекс ОЛ-203. Заказ № 519. Цена 1 р. 43 к.

Гидрометеиздат. 199053, Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 «Союзполиграф-  
прома» при Государственном комитете Совета  
Министров СССР по делам издательств, поли-  
графии и книжной торговли.

190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.



## **ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ**

**готовит к выпуску в 1974 г. монографии по океанологии:**

Доценко С. В. Теоретические основы измерения физических полей океана. Цена 1 р.

Егоров Н. И. Физическая океанография. (Изд. 2-е, доп. и перераб.). Ориентировочная цена 2 р. 10 к.

Левасту Т., Хела И. Промысловая океанография. Пер. с англ. Ориентировочная цена 1 р. 70 к.

Ле Меоте Б. Введение в гидродинамику и теорию волн на воде. Пер. с англ. Ориентировочная цена 2 р. 50 к.

Соколов О. А. Видимость под водой. Ориентировочная цена 1 р. 30 к.

Ханайченко Н. К. Системы экваториальных противотечений в океане. Ориентировочная цена 80 к.

*Книги объявлены в тематическом плане Гидрометеоиздата на 1974 г. Предварительные заказы просим направлять по адресу: 197101. Ленинград, Большой пр., д. 57, магазин № 15 Ленкниги.*

**ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ**



рафии

физиче-

-е, доп.

я. Пер.

ю волн  
0 к.

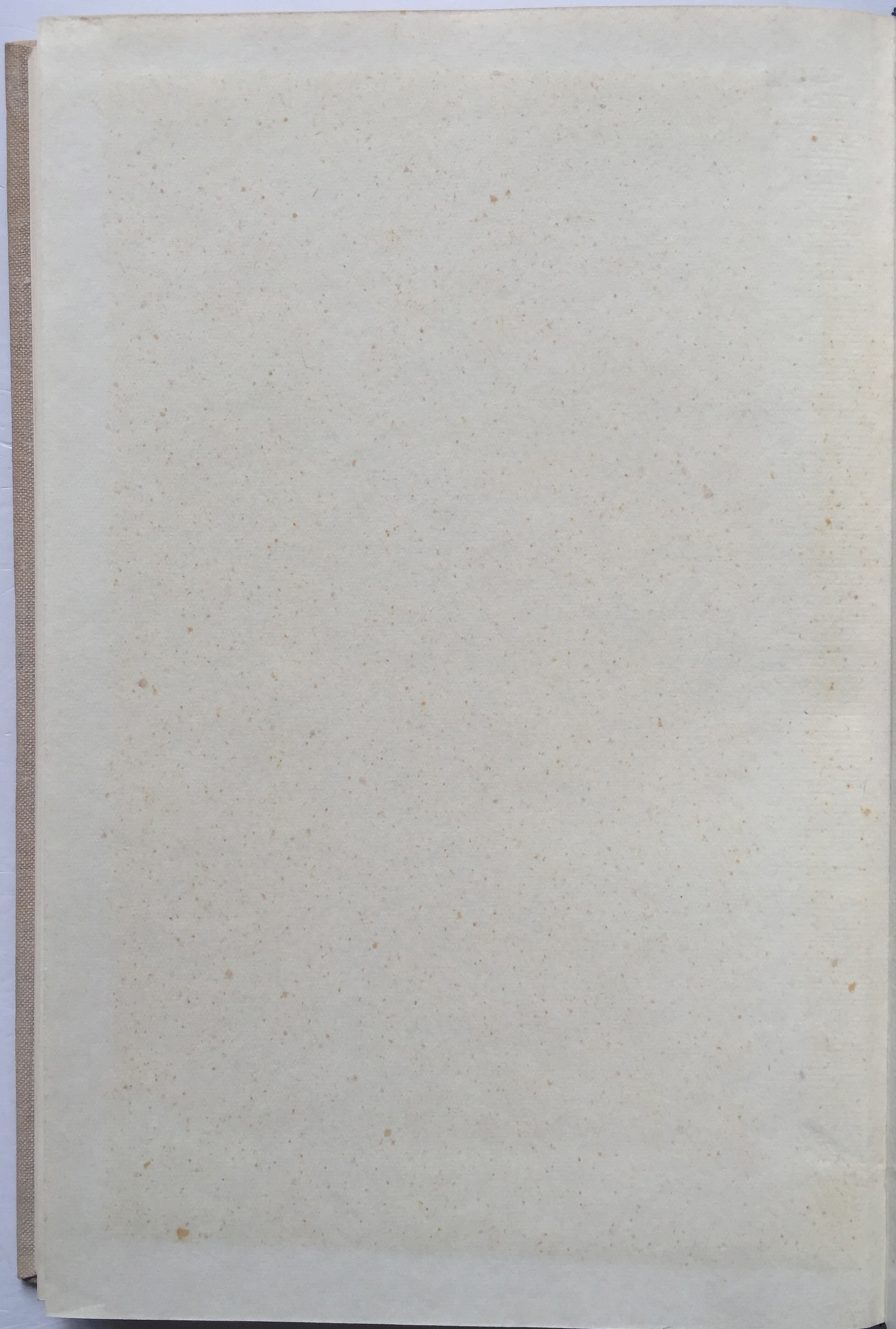
овочная

тивоте-

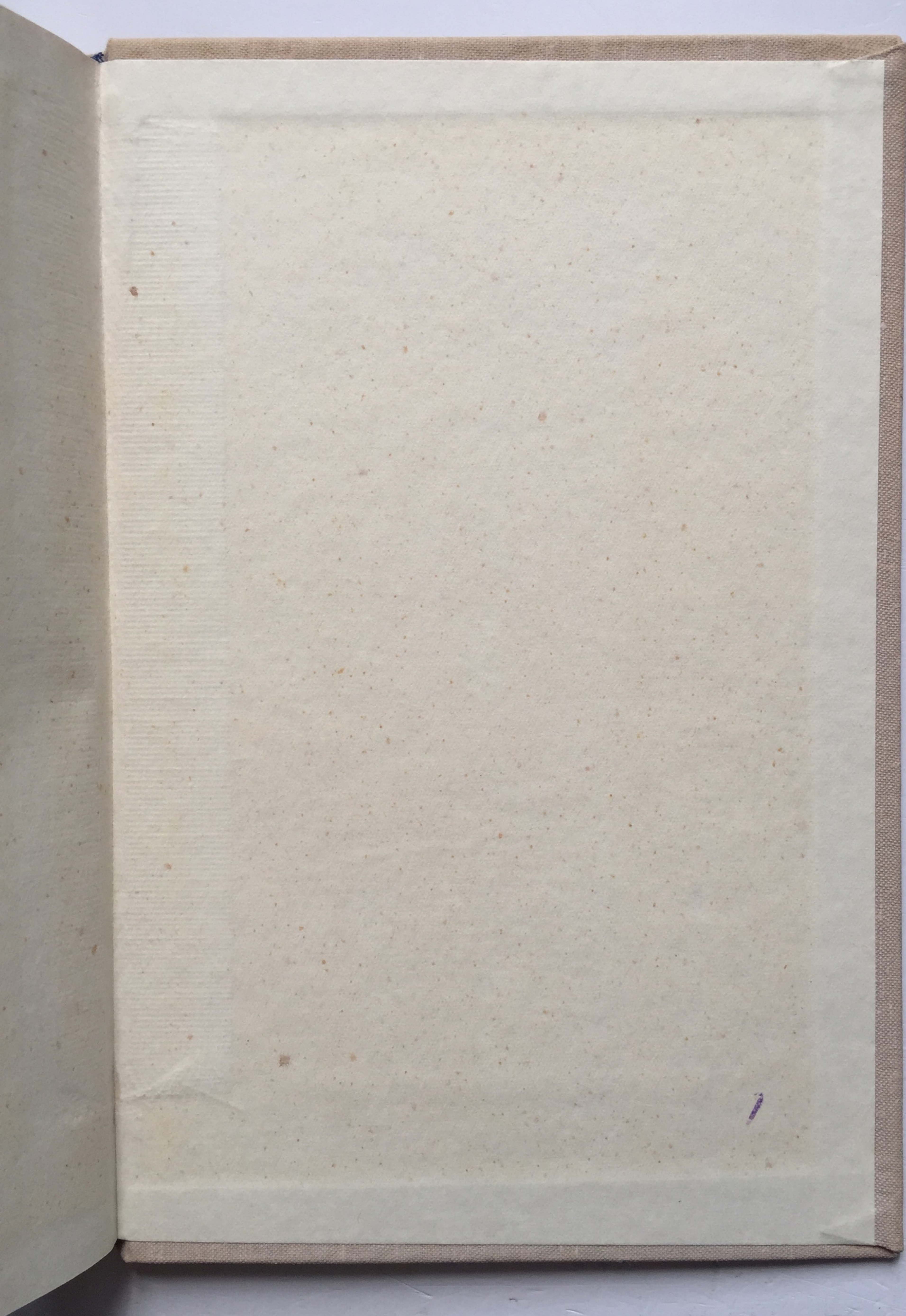
и плане  
ритель-  
адресу:  
д. 57,

ИЗДАТ











15.434



ГЛАГОЛЕТЕЧНИКЪТ - 1974



ИЗМЕНЧИВОСТЬ МПРОТООКРЕАНА